

# グロースベッター

第2巻第3,4号

合併号

——目次——

1. 長期予報の研究へのサイバネチックス(自動制御理論)の  
概念の応用——中国における長期予報研究の一断面——  
片山 昭 ..... (1)
2. 力学及び熱力学の方法による長い期間の予報(IV)  
岸保 勘三郎 ..... (19)
3. 長期予報についての意見 ..... (35)
4. 成層圏と対流圏との関連について (理論的研究の現段階  
: 概報)  
相原 正彦 ..... (43)
5. 大気の平均状態の研究  
B. SALTZMAN AND M.S. RAO ..... (51)

1964年2月

L. F. グループ

# 長期予報の研究へのサイバネチックス

## (自動制御理論)の概念の応用

—中国における長期予報研究の一断面—

Koo Chen-Chao (顧震潮), 1962: *Cybernetic aspects of atmospheric processes, Scientia Sinica, Geophysics, vol. 11, 259-274*

Chen Yung-San (陳雄山), 1962: *The response of the atmosphere to the solar actual direct radiation in a linear model of the long-range numerical prediction, 同上, 275-291.*

### 1. まえがき

今までの中国の長期予報の研究は、ソ連の影響を全面的に受けており、独自のものは非常に少ないという印象をわれわれはもっていた。ところが、昨年末に来日された顧震潮教授の話により、ここ数年の間に、学問輸入の域を脱し、めざましい発展の段階にある様子が明らかにされた。長期予報関係として次のようなものがある。

1. 線型モデルの理論的研究………長期予報(1か月以上)において、ある物理量(気温、等圧面高度など)は、線型モデルで予報し得る可能性はあるが、中商予報は線型モデルでは予報し得ない。サイバネチックスの概念を適用して論じている。
2. 非線型項の効果………最初に線型モデルで予報し、その結果を使い近似的に非線型項を計算し加えると、*blocking* 現象の出現などを予報し得る可能性がある。
3. ブロッキング現象の総合的研究………中国において、集中的な努力がはらわれている中心課題の一つで、多くの例が解析され、またそれを説明するために多くのモデルが提出され、ブロッキング現象の機構の解明

---

この紹介は、1963年12月初めに中国の顧震潮氏が来日された折りに、気象庁、研究所、大学等で学術講演をされた中から、特に長期予報に關係ある分野について、片山氏が寄贈文献図書等を参考にして紹介していただいたものです。ごく最近の中国の長期予報の一端を知るのに参考になると思います。(小沢 正)





と一致するかどうか、あるいは一致させるためには系に含まれる *parameters* などのような値を与えたらよいかをしらべることによりモデルの正当性を判断し得る。すなわち、微分方程式を時向をおって解いてみる必要がなく、非非に便利なわけである。

ややまえがきが長くなったが、次節から顧震潮の論文の紹介にはいる。

### 3. 大気過程と自動制御

数値予報や大循環の研究において、大気の運動を記述するため非常に多くの線型あるいは非線型のモデルが提出されている。ところが、非線型モデルで得られた結果は、線型モデルの結果と全然ちがう場合もあるし、また本質的な差異が認められないときもある。今までの研究をみるに、線型モデルは殆んどの場合、単に取り扱いが簡単であるという理由で用いられており、決して「この問題は線型モデルで充分である」という観点から利用されていない。中には線型モデルで充分な問題も存在するのである。上述のようなわけで、線型モデルそれ自身がもつ性質について詳しく調べるといようなことは殆んどなされていない。そのためモデルの近似性がどの程度であるかは、わずかの数値実験的テストを遂じて、大ざっぱに知られているにすぎない。さらにモデル中に含まれる *parameter* (水平交換係数、摩擦係数など) の値にしても、今までの多くは、むしろ任意的に与えられる傾向がある。なかには一寸変えただけで、結果に大きな差異をもたらし得るものがあることを忘れてはならない。

線型モデルで充分であるや否や? 如何なる線型モデルをえらんだらよいか? 種々の *parameter* に如何なる値を与えたらよいか? また、えらんだモデルはどのような性質をもっているか? このような問題に対して、自動制御理論で用いられている手法を用いると、非常に便利であることをこの論文でのべる。

大気の変化過程はお互に密接に結びつき調整し合っており、いわば一つの自動制御機関の如くふるまう。一方個々の気象要素(気温、気圧など)はその機関のパート・パートを構成するものと考えられる。われわれの仕事は、この大気の自動制御系の働きを明らかにし、それを記述するようなモデルを作成することである。これは *control system* における *synthesis* (総合) の問題にあたり、サイバネチックスで取り扱い得る型の問題である。

#### 4. 実際の気中に見られる応答 (response)

大気自動制御系の究極の入力 (input) は明らかに日射である。そしてすべての気象要素はそれに対する出力 (output) とみなし得る。そしてこの系を構成する変化過程の部分部分の多くは線型関係で結びつけられている。たとえば、運動方程式を考えてみる。  $\partial u / \partial t$  や気圧傾度項は線型項であるし、乱流輸送項やコリオリ項も一種の線型の安定化項 (定常状態に引きもどそうとする作用をもつ項) と考え得る。もちろんすべての項が線型でなく、移流項、垂直輸送項あるいは非断熱項などは明らかに非線型作用をもち、これらの効果が大きくなると、日射入力に対する大気非線型応答は顕著になる。

ここで凝結熱に対しては、特別の注意が必要である。凝結による加熱量は、普通

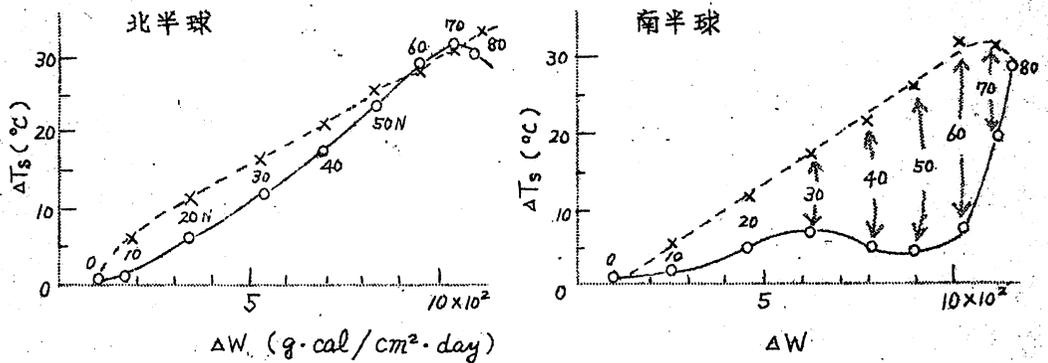
$$\varepsilon_2 = \frac{\alpha L}{C_p T} \frac{d\varphi}{dt} \quad \alpha = \begin{cases} 0 & \varphi \leq \varphi_s \\ 1 & \varphi > \varphi_s \end{cases}$$

で表現でき、明らかに非線型である。ここで  $\varphi$  は比湿、 $\varphi_s$  は飽和比湿、 $L$  は単位質量あたりの凝結熱である。ところが凝結熱の効果は、それを長時間で平均するとき、一種の熱輸送の役割りを持ってくる。すなわち、凝結効果は一種の *negative feedback* であって、大気を安定状態にもどす作用があり、乱流熱輸送と類似の効果をもつに至る。それで、定常状態では、本来は非線型である凝結熱の効果は、乱流拡散係数を実際より大きく (約6倍) とることにより、近似的に線型モデルの中に導入し得る可能性があるわけで、*Blinova* や *Mashkevitch* の線型モデルによる理論的計算において、凝結熱効果が直接含まれていないのかかわらず、実際とよく合う温度場が得られたのも、このためであろうと思われる。

次に日射 (大気の上限に達する日射量) を入力とする場合の大気応答につき考察してみる。中間予報に重要な意味を持つ気象変化、すなわち10日程度の周期をもつ *index cycle* 的变化は、かかる周期かはっきりと認められない日射量とは明らかに非線型的結びつきを持っている。また段階的に急速におこる、季節の移りかわりについても同様なことがいえる。すなわち、日射を入力とする、線型モデルをもってしては、中間予報や季節の段階的变化の予報を行なうことは出来ない。

次に、より長い期間の変化に目を転じてみよう。すると日射の変化に対して、線型的応答する現象が二、三見出される。線型的応答の条件は、すでに第2節で述べたように、周期が同じで、振幅が比例関係にあることである。

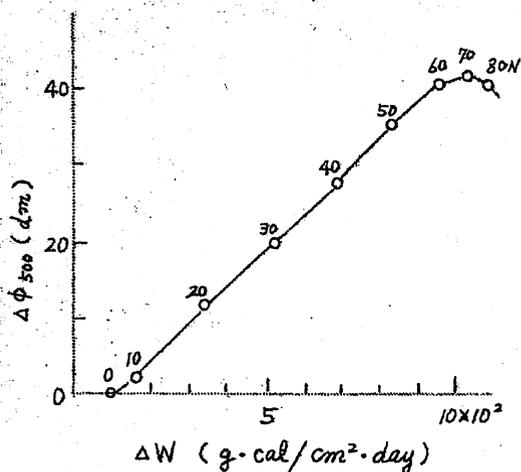
入力として、1年周期の入射日射量を考える。その振幅は近似的に月平均日射量の年較差  $\Delta W = W_{max} - W_{min}$  で与えられる。最初に、出力として月平均地表気温の緯度平均値を考える。その1年周期の振幅は近似的に  $\Delta T = T_{7月} - T_{1月}$  で与えられる。この二つの量の気候値に対して緯度ごとにプロットしたのが第1図である。北半球では極近くを除いて線型関係にあるが、南半球では非線型である。この事実を、北半球においては、地表気温の月平均値の南北分布は、月平均日射量を入力とする線型モデルで求め得るが、南半球ではうまくいかないだろうということを示唆している。実際にかかるモデルで理論的に計算した Mashkovitch (1958) の結果が、第1図に破線で示されているが、たしかに北半球では観測とよく合っているが、南半球では全く異なった分布になっている。



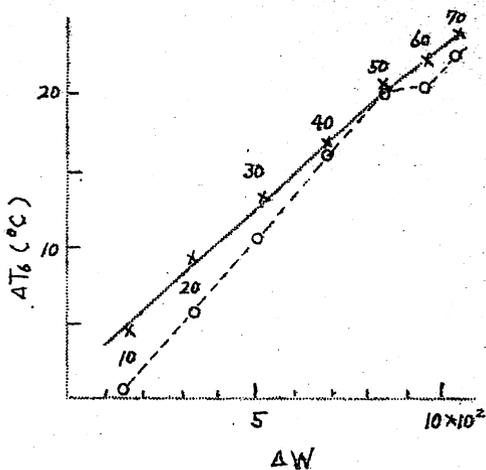
第1図 月平均表面気温の緯度平均値の年較差  $\Delta T_s$  と月平均全日射量の年較差  $\Delta W$  との関係。  
 ○—○は観測値，x---xは Mashkovitch の線型モデルによる理論的計算値

さらに、500 mb 高度や 6 km の月平均気温に対する同様な量も、北半球では、極地方をのぞいて  $\Delta W$  と線型関係にある(第2, 3図)。ところが、海面気圧、降水量、上層の帯状流などに対する同様な量は  $\Delta W$  とは線型関係にない(第4, 5図)。ために、かかる量は、日射を入力とする線型モデルでは説明し得ないはずである。

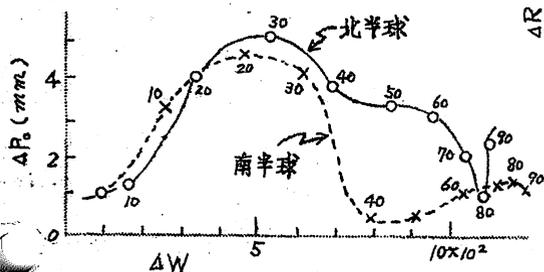
今まで、南北分布に対して考察してきたが、では、月平均 500 mb 高度や気温の北半球的分布が、線型モデルを用いて、日射量の変化から求め得るものであろうか？ 第6図、第7図に、各経度に沿う月平均 500 mb 高度の年較差や月平均 500 mb 気温の年較差の分布と  $\Delta W$  の関係が示してある。20°N



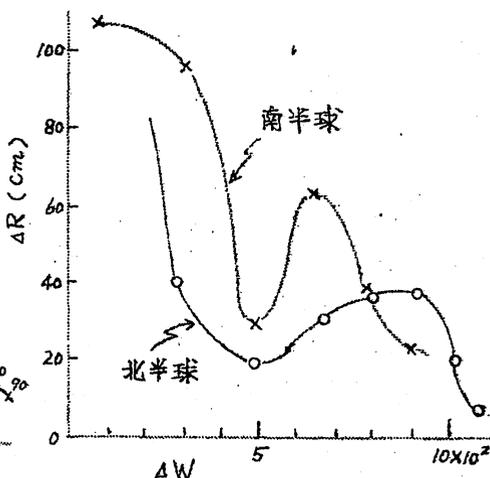
第2図 月平均500mb 高度の緯度平均値の年較差  $\Delta\phi_{500}$  と  $\Delta W$  (北半球)



第3図 6kmでの緯度平均の月平均気温の年較差  $\Delta T_6$  (7月-1月) と  $\Delta W$ . 点線はMashkevitchの計算値



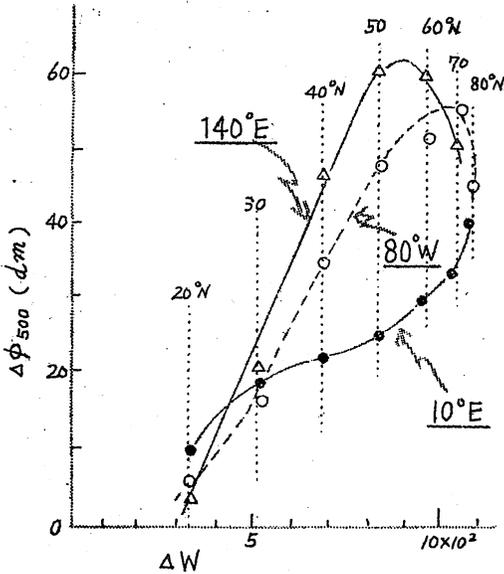
第4図 月平均海面気圧の緯度平均値の年較差  $\Delta P_0$  (7月-1月) と  $\Delta W$



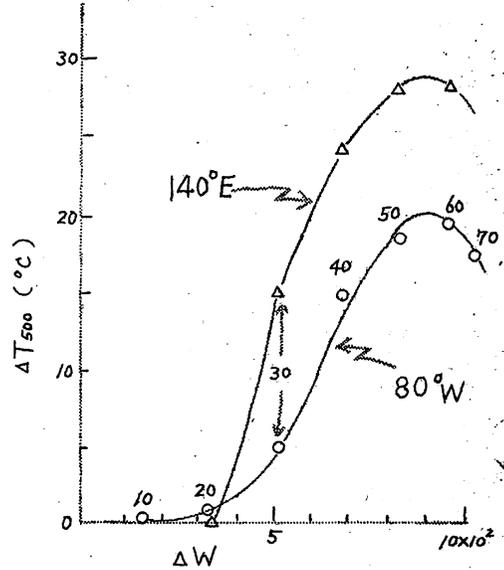
第5図 緯度平均月降水量の年較差  $\Delta R$  (max-min) と  $\Delta W$

から  $50^\circ N$  の向では大体線型関係にあることがわかり、かかる量の分布の年変化を、日射量の変化を入力とする線型モデルから大体求め得るであろうと想像される。

以上のことから、とにかく長期予報モデルの設定にあたって、日射量変化を非断熱項の中に導入すべきであろう。さらに、気温は日射量変化と準線型的な関係にあるから、月平均気温の長期予報に対して、線型モデルはなお重要な意味をもっていることが一応結論し得る。



第6図 種々の経度に沿う500mbの月平均高度の年較差  $\Delta\phi_{500}$  (7月-1月) と  $\Delta W$  (北半球)



第7図 各々の経度に沿う500mbの月平均気温の年較差  $\Delta T_{500}$  (7月-1月) と  $\Delta W$  (北半球)

### 5. 線型モデルの設定

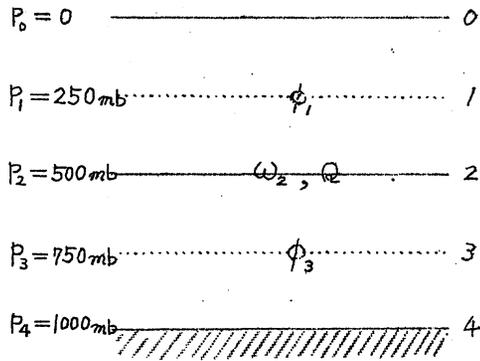
一般に、総合的な大気の変化過程は、厳密に言えば殆んど非線型であり、線型に動作するのは、ある特別な状態の下で、ある限られた時間間隔に対してのみである。しかしながら、非線型作用でも、ある条件下では、線型化することがしばしば許される。たとえば、帯状流に対する擾乱とか、気候的平均場に対する擾乱について論ずる場合である。ところで、普通、基本場に対して擾乱が小さいことが、線型化を許す条件であると考えられがちであるが、これは正しくない。たとえ擾乱の振幅が小さくとも、その周期が入力のものそれと異なるならば、大気の運動は決して線型にはならないのである。

さてここで、長期予報のための線型モデルについての議論にはいろいろ、ところで、自動制御理論でつかわれる基礎的方法は、定常状態における増幅率、位相特性、安定性や種々の *parameter* の効果などを、線型方程式系から得られる伝達関数により調べることで、すでに述べたように、この方法によれば完全な解すなわち時間を追って積分を行なう必要はない。

まず最初に、次のごときごく簡単な準地衡風モデルについて、そのやり方をやや詳しく述べてみよう。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla (f + \xi) - f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \mathbf{V} \cdot \nabla \left( \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + S \omega = - \frac{R}{C_p p} Q \end{array} \right. \quad (1) \quad (2)$$

ここで、 $\phi$  は geopotential  
 ( $=gz$ )  $S = -\alpha \partial \ln \theta / \partial p$ ,  
 $Q$  は単位時間、単位質量あたりの加熱量である。第8図の如く大気を等分に分け、1, 3のレベルに漸度方程式、2のレベルに熱力学方程式を適用すれば、普通の二層モデルが得られ、さらにそれを線型化すると(緯度平均値に対し)、



第8図 二層モデルにおける大気分割

$$\left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \beta \frac{\partial \phi_1}{\partial x} - f_0^2 \frac{\omega_2}{p_2} = 0 \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_3 \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \phi_3}{\partial x^2} + \beta \frac{\partial \phi_3}{\partial x} + f_0^2 \frac{\omega_2}{p_2} = 0 \\ - \frac{f_0^2}{p_2} \omega_2 = \lambda^2 \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{U_1 + U_3}{2} \frac{\partial}{\partial x} \right) (\phi_1 - \phi_3) + \lambda^2 \frac{(U_1 - U_3)}{2} \frac{\partial (\phi_1 + \phi_3)}{\partial x} - \frac{\lambda^2 R}{C_p} Q(x, t) \end{array} \right. \quad (3) \quad (4) \quad (5)$$

ここで  $\lambda^2 = \frac{\theta_2}{(\theta_1 - \theta_3)} \frac{f_0^2}{(\phi_1 - \phi_3)}$ ,  $\theta$  は温位である。初期条件として  $\phi_1 = \phi_3 = 0$  を用いる(こうしても一般性は失われぬ)。 (3), (4), (5) から  $\omega_2$  を消去し、 $Q, \phi_j$  をフーリエ級数に分解する。

$$Q(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Q_m(t) e^{imx}, \quad \phi_j(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \phi_{j,m}(t) e^{imx}$$

するとある波数  $m$  に対し一組の

$$\left\{ \begin{array}{l} (m^2 + \lambda^2) \frac{d\phi_{1,m}}{dt} - \lambda^2 \frac{d\phi_{3,m}}{dt} + im [U_1(m^2 + \lambda^2) - \beta] \phi_{1,m} - im \lambda^2 U_3 \phi_{3,m} \\ \hspace{15em} = \frac{\lambda^2 R}{C_p} Q_m \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda^2 \frac{d\phi_{1,m}}{dt} - (m^2 + \lambda^2) \frac{d\phi_{3,m}}{dt} + im \lambda^2 U_1 \phi_{1,m} - im [U_3(m^2 + \lambda^2) - \beta] \phi_{3,m} \\ \hspace{15em} = \frac{\lambda^2 R}{C_p} Q_m \end{array} \right. \quad (7)$$

が得られる。自動制御理論の教えるところにより、これに Laplace 変換を  
 ほどこすと、次の形の代数方程式になる。

$$\left\{ \begin{array}{l} (p+a_1') \bar{\phi}_{1m} - (ap+a_1'') \bar{\phi}_{3m} = \frac{R\lambda^2}{C_p} \frac{1}{m^2+\lambda^2} \bar{Q}_m \end{array} \right. \quad (8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (ap+a_3'') \bar{\phi}_{1m} - (p+a_3') \bar{\phi}_{3m} = \frac{R\lambda^2}{C_p} \frac{1}{m^2+\lambda^2} \bar{Q}_m \end{array} \right. \quad (9)$$

ここでバーは Laplace 変換量を示し、すなわち

$$\bar{Q}_m(p) = \int_0^{\infty} Q_m(t) e^{-pt} dt, \quad \bar{\phi}_{jm}(p) = \int_0^{\infty} \phi_{jm}(t) e^{-pt} dt, \quad j=1,3$$

なおこの  $p$  は気圧を示すものでないから注意されたい。(8),(9)をとくと

$$\bar{\phi}_{jm}(p) = F_j(p) \bar{Q}_m(p) \quad j=1,3 \quad (10)$$

なる  $F_j(p)$  を求めることができ、これが伝達関数 (transfer function)  
 である。われわれに必要な周数特性は  $p = i\omega$  とすることにより得られ  
 (ここの  $\omega$  は振動数で、垂直速度ではない)、結局

$$F_j(i\omega) = \frac{R\lambda^2}{C_p(1-\beta_m^2)(m^2+\lambda^2)} \frac{i(\mu_m\omega - S_{jm})}{b_m^2 - 2a_m\omega - \omega^2} \quad (11)$$

ここで、 $\beta_m, \mu_m, S_{jm}, a_m$  及び  $b_m^2$  は  $m, \lambda^2, U_1, U_3$  及び  $\beta$  を含む  
 定数であり、すべて実数である(その表現式は末尾の補遺で示しておいた)。  
 一例として  $m=3$  (波数),  $U_1 = 20 \text{ m/sec}$ ,  $U_3 = 10 \text{ m/sec}$ ,  $\lambda^2 = 30.43$   
 $\text{rad}^{-2}$ ,  $\beta = 6.28 \text{ rad}^{-1} \text{ day}$  を与えてみる(45°の緯度圏の長さを単位  
 にとってある)。そして年周期の入力( $Q$ )を考えると  $\omega = 2\pi/T = 1.71$   
 $\times 10^{-2} \text{ day}^{-1}$  となり、増幅率は

$$|F_1(i\omega)| = 6 \text{ dm/cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \quad (250 \text{ mb})$$

$$|F_3(i\omega)| = 4 \text{ dm/cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \quad (750 \text{ mb})$$

位相差  $\varphi$  は  $F(i\omega)$  が負の純虚数であるので  $-\pi/2$  となる(3か月おくれ  
 に対応する)。

ところで、実際の大気の場合、熱源に対する 500 mb 高度の増幅率は  $60$   
 $\text{dm/cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$  (朱栢真, 1957 の結果)で、おくれは約1か月であ  
 り、上述の結果とは全然ちがう。parameters の値を変えてやれば、増幅率  
 の方は変化するので、実際の値に一致させ得る可能性があるが、位相差の方  
 は  $F(i\omega)$  が純虚数であるので parameter を変えても変化しない。このた  
 め上述のモデルは適当でないことがわかる。



上限に達する日射量を *input* としているので, *normal* の気温分布などの説明には用い得るが, 長期予報のための線型モデルの入力としては適当でない。それで, ここでは地球の日射獲得量 (アルベードの効果ははいるので, 雲量などの変化で, 同じ緯度圏上でも違った値をもつし, また年々変化する) を入力として考えよう。実際には, 月平均日射獲得量の緯度平均からの偏差を入力とし, それに対する等圧面高度の緯度平均からの偏差のレスポンスに焦点をしばり, 帯状流とその垂直シャ-、東西方向の波数, 南北方向の波数, 摩擦係数及び水平乱流混合係数などの効果について議論する。

用いるモデルは (二層準地衡風近似モデル)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + W_1 \cdot \nabla\right)(f + \zeta_1) - f \frac{\omega_2}{P_2} - A_V \nabla^2 \zeta_1 = 0 \quad (16)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + W_3 \cdot \nabla\right)(f + \zeta_3) + f \frac{\omega_2}{P_2} - A_V \nabla^2 \zeta_3 + \frac{\kappa}{2}(3\zeta_3 - \zeta_1) = 0 \quad (17)$$

$$f \frac{\omega_2}{P_2} = \Lambda^2 \left[ \left(\frac{\partial}{\partial t} + W \cdot \nabla\right)(\phi_1 - \phi_3) - A_T \nabla^2 (\phi_1 - \phi_3) - \frac{R}{C_P} \frac{\alpha \rho_w}{\rho} \left\{ \frac{M}{R^3} (\phi_1 - \phi_3)^4 + \gamma e^{-\tau \lambda_0 P_2} w \right\} \right] \quad (18)$$

これは Chu (朱抱真, 1961) のモデルである。<sup>1)</sup> ここで

$$\phi = gZ, \quad \Lambda^2 = \frac{f}{\phi_1 - \phi_3} \frac{\theta_2}{\theta_1 - \theta_3}, \quad \lambda_0 = \frac{\alpha \rho_w}{g\rho}, \quad w = (1 - \Gamma)w_0$$

$$M \approx \frac{\sigma}{R} \left[ \frac{(1.28 P_1)^4 + (0.66 P_2)^4}{P_2^4} (1 - e^{-\lambda_0 P_2}) - 1.2 \right]$$

であり,  $w_0$  は大気の上限に達する日射量 (Koo の場合の  $W$  にあたる),  $\Gamma$  は地球のアルベード,  $A_V$  は水平乱流粘性係数,  $A_T$  は水平乱流熱拡散係数,  $\alpha$  は地表の摩擦係数,  $\alpha$  は赤外放射の吸収係数 ( $\sim 7.25 \text{ m}^2 \text{ g}^{-1}$ ),  $\alpha \gamma$  は日射の吸収係数 ( $\gamma \sim 0.2$ ),  $\rho_w$  は水蒸気密度,  $\rho$  は空気密度,  $\sigma$  は Stefan - Boltzmann の常数である。

(16)~(18) を線型化するため, 諸量を緯度平均 (\* で示す) とそれからの偏差 (' で示す) で表現する。

$$w = w^*(y, t) + w'(x, y, t)$$

$$Z_j = Z_j^*(y, t) + Z_j'(x, y, t) \quad j = 1, 3$$

$$U = \bar{U} + U', \quad v = v', \quad \omega = \omega'$$

1) 証注. このモデルは非断熱項の表現をのぞけば, N. Phillips (1956) が数値実験のとき用いたものと全く同じである。

$K_{\infty}$  の場合, 水平方向に一次元であったが, ここでは二次元として取り扱う。  
得られる線型化方程式は (12) ~ (14) と類似であるので省略する。<sup>2)</sup> つぎに

$$w' = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \sum W(t) e^{i(mx+ny)}$$

$$Z_j' = \sum \sum Z_j(t) e^{i(mx+ny)}$$

に分解して Fourier 係数の常微分方程式をつくり, 初期条件  $Z_j'(x, y, 0)$ ,  $Z_j(x, y, 0)$  を与え, Laplace 変換をほどこすと  $\bar{Z}_3$  に対しては次の形の解が得られる。

$$\bar{Z}_3(p) = F(p)\bar{W}(p) + F_c(p) \left[ Z_3(0) - \frac{\Lambda_1^2}{m^2+n^2+\Lambda_1^2} Z_1(0) \right] \quad (19)$$

が得られる。ここで  $Z_3(0)$ ,  $Z_1(0)$  は初期条件に対する Fourier 係数であり,  $\bar{Z}_j$ ,  $\bar{W}$  は  $Z_j$ ,  $W$  の Laplace 変換である。

$$Z_j(0) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} Z_j'(r, s, 0) e^{-i(mr+ns)} dr ds$$

$F(p)$  は入力  $\bar{W}$  に対する伝達関数,  $F_c(p)$  は初期条件に対する伝達関数である。そしてその形は

$$F(p) = - \frac{A_1 p + B_1}{A_2 p^2 + B_2 p + B_3} \quad (20)$$

$$F_c(p) = \frac{p + B_4}{A_2 p^2 + B_2 p + B_3} \quad (21)$$

となる。ここで  $A_1, A_2$  は実数,  $B_1, B_2, B_3$  及び  $B_4$  は複素数である。減衰波数特性  $F(i\omega)$  の一つの例を第9図に示した。これは  $F(i\omega) = C + iD$  を複素平面上にプロットしたもので Nyquist の図とも言われている (周期  $2\pi/\omega$ )。この場合の parameter の値は

$$m = 4, \quad n = 2 \quad (n \text{ は極から極に至る子午線内に含まれる波数を示す})$$

$$(\rho_w/\rho)_{500\text{mb}} = 2 \times 10^{-3}, \quad (\rho_w/\rho)_{250\text{mb}} = 0.5 \times 10^{-3}$$

$$\Lambda_1^2 = 1.5 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2}, \quad \beta = 1.6 \times 10^{-11} \text{ sec}^{-1} \text{ m}^{-1}$$

$$\tau_2 = 3 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}, \quad A_p = A_T = 5 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$$

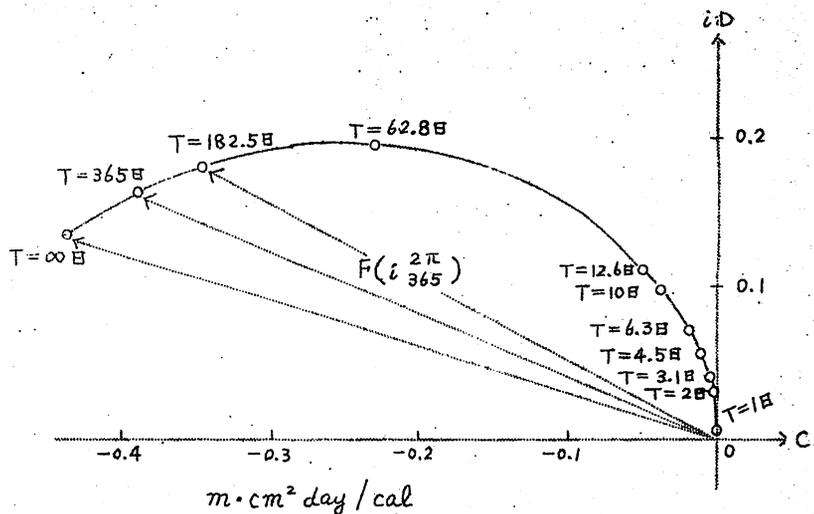
$$U_1 = 22 \text{ m sec}^{-1}, \quad U_3 = 8 \text{ m sec}^{-1}$$

である。第9図から

2) 訳注. (18) 式の赤外放射項の中の  $(\phi_1 - \phi_3)^4$  は次のように線型化される。

$$(\phi_1 - \phi_3)^4 = (RT_2)^4 = R^4 (\tilde{T}_2 + T)^4 \sim 4R^4 \tilde{T}_2^3 T = 4R^3 \tilde{T}_2^3 (\phi_1' - \phi_3')$$

ここで  $\tilde{T}_2$  は大気平均気温を示し常数として取り扱う。



第9図 線型モデルの周波数特性

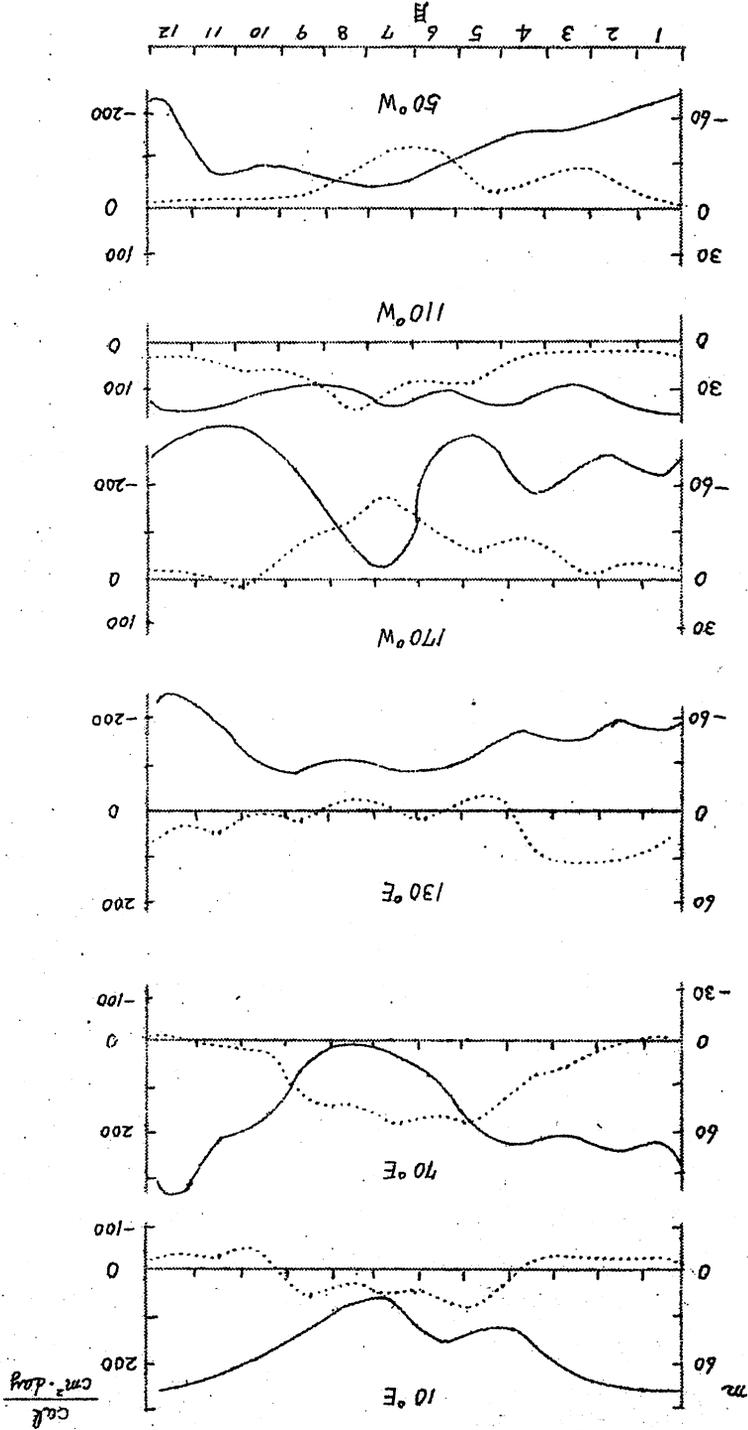
$$U_1 = 22 \text{ m/sec}, U_3 = 8 \text{ m/sec}, m = 4, n = 2$$

周期 = 1日 --- 増幅率 =  $0.0017 \text{ m/cal cm}^{-1} \text{ day}^{-1}$  位相 =  $90^\circ$  (18時向おくれ)  
 周期 = 1年 --- 増幅率 =  $0.420 \text{ m/cal cm}^{-1} \text{ day}^{-1}$  位相 =  $158^\circ$  (7か月おくれ)  
 すなわち、日射の日変化に対し 750 mb のレスポンスは非常に小さい。これは実際の場合 750 mb 高度に日変化が、殆んどみられないことと合っている。また 1年周期に対しては、その増幅率は 1日周期の 250倍もある。さらに日射獲得量が時間的に変化しない、すなわち  $T = \infty$  のときの増幅率は 0.456で、 $T = 1$ 年のときとあまり違わない。

さて 1年周期に対して実際の気候ではどんな関係にあるのだろうか。第10図に  $50^\circ\text{W}$  に沿う 6点に対し、観測された気候的な  $Z'_3$  と  $w'$  の変化を示した。  $Z'$  と  $w'$  の関係は非常に複雑であり、場所ごとにその向の関係は異なった様相を示している。しかしこれらには、重要な共通点が見出される。それは  $w'$  と  $Z'$  が殆んど逆位相 ( $\varphi = 180^\circ$ ) で変化し、また増幅率は平均で  $0.5 \text{ m/cal cm}^{-2} \text{ day}$  であることである。これらの値が上述の理論的計算値と大体一致していることに注目すべきである。すなわち、上述の線型モデルが、日射獲得量と等圧面高度との向のレスポンスを説明するのに適当なものであるらしいことがわかる。

ではこの線型モデルが、どのような性質をもっているか？ を種々の parameter の値をかえて、しらべてみよう。

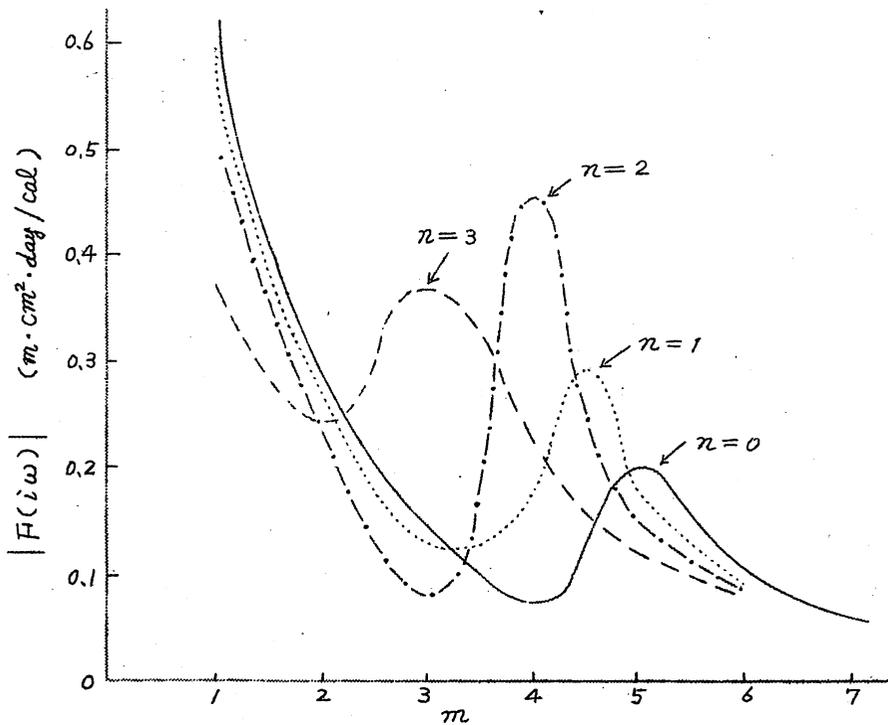
第10図 700mb等圧面高度の seasonal mean からの  
 偏差 ( $Z'_i$ , 実線) と日経緯の seasonal mean からの  
 偏差 ( $W'_i$ , 点線) との関係



a. 波数  $m, n$  の効果

増幅率  $|F(i\omega)|$  は  $m=1, n=0$  のとき、極大となる。そして  $m, n$  が増すに従って一応減少するが、再び  $m=3 \sim 5$  ( $n$  の値によって異なる) の辺で二次的極大が現われ、それ以後は 0 に収束する傾向がある。しかし位相も含めた、 $F(i\omega)$  ベクトルは  $m, n$  により非常に複雑に変化するので、なかなか規則性は見出し得ない。

つぎに、子午線方向の波数  $n$  (極から極に至る子午線内の波数であることに注意) の効果をしらべる。第11図に  $U_1 = 22 \text{ m/sec}^{-1}$ ,  $U_3 = 8 \text{ m/sec}^{-1}$  の場合について、ある  $n$  に対し、 $m$  を変化させた場合の増幅率の変化が示されている。 $n=0$  のときは、 $m=1$  に最大が現われ、 $m=5$  に二次的極大が見られる。 $n$  が増すと、 $m=1$  の最大値は小さくなり、また二次的極大の出る  $m$  の値は段々小さい方にうつり、その極値は  $m=1$  の極大値と *comparable* な値となる。すなわち、子午線方向に波があるとき ( $n \neq 0$ )、長波 ( $m=3, 4$ ) の増幅率は増し、 $m=1$  (パターンの極に対する非対称性) の増幅率は減少する。これはブロッキング高気圧やカットオフ低気圧が存在するときの状態



第11図 増幅率  $|F(i\omega)|$  と  $m, n$  との関係

$$U_1 = 22 \text{ m/sec}, \quad U_3 = 8 \text{ m/sec}$$

に対応すると考えられる。以上をまとめると、北極に対してパターン<sub>1</sub>の非対称性が強く、南北方向に波がない時には、比較的弱い短波 ( $m \sim 5$ ) を伴う傾向があり、逆に非対称性が強く、南北方向に波があるときは、強い長波 ( $m = 3, 4$ ) を伴う傾向を、このモデルは持っていることがわかる。実際の<sub>1</sub>の大気の現象に、かかる関係があることはよく知られている。

#### b. wind shear の効果

wind shear ( $U_1 - U_3$ ) を増すと、 $m=1$  の増幅率のあたりは減少し、二次的極大値は、その位置を  $m$  の小さい方へうつしながら急激に増大する。これは、wind shear が弱いときは非対称性 ( $m=1$  の増幅率) が大きくて短波長が比較的卓越し、一方 wind shear の強いときは、非対称性が弱くなり、長波 ( $m \sim 3$ ) の振幅が増大する。前者は夏、後者は冬の状態に対応するものと考えられる。

なお、伝達関数を求める際、解の安定性をしらべる必要があるが (本紹介においては全面的に省略した)、この wind shear は解の安定基準に最も重要な役割を占めていることをつけ加えておく。

#### c. 水平混合 の効果

一般に  $A$  を増してやると、位相角  $\psi$  は  $180^\circ$  に近づき、増幅率は減少する。最初の例では、実際の<sub>1</sub>の大気の場合 ( $\psi \sim 180^\circ$ ) より小さかった。そのため、実際に合わせるには、最初に用いた  $A = 5 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$  より大きな値を用いる必要がある。

#### d. 摩擦係数 の効果

$\epsilon$  を増すと、短波の増幅率は一般に急激に減少するが、長波にはあまり影響がない。すなわち  $\epsilon$  の増大に伴う減衰作用は短波のみに大きな効果をもつことがわかる。一方、位相角に対する効果はかなり複雑であるが、一般的に  $\epsilon$  を増すと、 $\psi$  が  $180^\circ$  から離れる傾向がある。それゆえ、実際に合わせるためには、むしろ  $\epsilon$  を小さくとるべきである。

### 17. 結 論

以上のことをとりまとめれば、日射偏差量と等圧面高度とのレスポンスの季節変化は、6節で提出した線型モデルで近似的に説明し得ることを示している。ここで、たとえば、長波 ( $m \sim 3$  の如き) の振幅をふやしたければ、垂直 wind shear を増してやればよく、また  $\psi = 180^\circ$  が得られないときには、乱流係数  $A$  を増すか摩擦係数  $\epsilon$  をへらすかすればよいし、増幅率が大きすぎれば  $A$  を増して調整することもできる。このようにして最適の線型モデル

ルと *parameters* の値を決めることができるのである。

このように、長期予報のモデルの改良の目的には、上述の方法が、少なくとも *parameter* の値を決める一つの指針となり得る。もしこのようにしても、目的が達成されないときは、モデルを改良し、伝達関数  $F(p)$  の構造を変えねばならない。いずれにせよ、自動制御理論の概念の適用は、長期予報モデルの作成に対して大きな貢献をなし得ることは疑いなかろう。

### 補 遺

(1)式に含まれる種々の係数は

$$\beta_m = \lambda^2 / (m^2 + \lambda^2), \quad \mu_m = 1 - \beta_m$$

$$S_{jm} = (\beta + \lambda^2 U_j) \frac{m}{m^2 + \lambda^2} - m U_j \quad (j=1, 3)$$

$$a_m = m \bar{U} \left[ 1 - \frac{\beta}{\bar{U}} \frac{1}{\beta_m (m^2 + \lambda^2)} \right]$$

$$b_m^2 = \frac{(\beta^2 - \lambda^4 U_T^2) \frac{m^2 \beta_m^2}{\lambda^4} - (2\beta \bar{U} + \lambda^2 U_T^2) \frac{m^2 \beta_m}{\lambda^2} - U_1 U_3 m^2 (\beta_m^2 - 1)}{\beta_m^2 - 1}$$

$$\bar{U} = U_1 + U_3, \quad U_T = U_1 - U_3$$

(気象研究所 片山 昭)

# 力学及び熱力学の方法による長い期間の予報(IV)

岸保 勘 三 郎

長い期間の予報についての雑文をかきはじめてもう一年たってしまった。この文章で一応のしめくりをしたいと思うが、日本でまだ長期間の具体的な予報例が得られないのが残念である。

ここでは、磯野さん(電計室)の行なわれた4日予報の例を借用し、これから何を考える必要があるかをかいてみたいと思う。今年4月のオスローの会で、長期間の予報例が発表され、また9月のコロラドの会\*でもオスローのつづきものが発表されたようである。特に Mintz - 荒川の旬日程度の予報例(1960年4月1日00時を初期値としたもの)は具体的な予報の向題としてわれわれの関心をつよめた。増田さんの報告によれば、会期中に非公式な *long-range forecast* の討論があったようである。その中でソヴェットの Monin は

*The short range weather forecasting is now a science, a branch of hydrodynamics. But the situation in long range forecasting is quite different. Long range forecasting may be an art now, but it has not yet become a science.*---と感想をのべている。では *long range forecasting* と *short range forecasting* との区別を何で行なうか。この点については人によって意見のわかれる点であろう。Monin は次のようにいっている。すなわち

俗にいう *synoptic process* (高・低気圧) は  $l \sim \frac{c}{f} \sim (2000 \sim 3000 \text{ m})$  の大きさをもっている。  $c \sim$  音波の速度、  $f \sim$  コリオリーのパラメーター。従ってこれに対する Euler 式の時間スケール  $\tau_E$  は

$$\tau_E \sim l/u \sim \text{数日の大きさ}$$

ただし  $u$  は一般流の風速。このような立場をとると、地球を1周するのに一か月ぐらいかかるけれども、*long range forecasting* の立場から考えると、Lagrange 流の時間スケール  $\tau_L$  が大切になってくる。この  $\tau_L$  は Richardson - Oboukhov の法則で

$$\tau_L \sim \varepsilon^{-\frac{1}{3}} l^{\frac{2}{3}}$$

\* IUUG の分科会として開かれた 数値予報のシンポジウム。日本から正野、増田、曲田、伊藤(宏)、浅井等が参加。この報告は増田により OMEGA Vol. 2, No. 3 にくわしく報告される予定。

ただし  $\epsilon$  は *large-scale* の *turbulence* のエネルギー

$T_L \sim 1$  週向といった時間の大いさ

このような考えのもとに、予報期間  $T_f$  が

$T \ll T_L$

の時は *short range forecasting*. それ以上だと *long range forecasting* とわかる。

このような立場をとれば、旬日予報ということは *short range forecasting* の中にはいりうるし、*science* として取り扱えるというわけだ。

この考えに対しては、多くの人のコメントが述べられたようであるが、とにかく、現在の時点では1週向ぐらいの期間であれば、具体的な予報の方法が確立していると考えてよからう。

## 8. 断熱大気としての4日予報\*

4日予報ともなれば、当然北半球のデータを用いなければならない。現在電計のルーチン予報では、バロクリニク予報として四層モデルが用いられている。この考えを北半球にひろげ、予報期間をのばすことは当面大切であるので、4日予報がまず予備的テストとして行なわれた。現在のIBM704では計算能力に限界があるので、この予備テストは三層モデルに縮小されている。\*\* 三層として 250 mb, 550 mb, 850 mb を用いる。さいわい今井さん(電計室)により北半球の五層のADPが完成したので、\*\*\* 三層の資料はこのADPの結果から自動的に作成される。

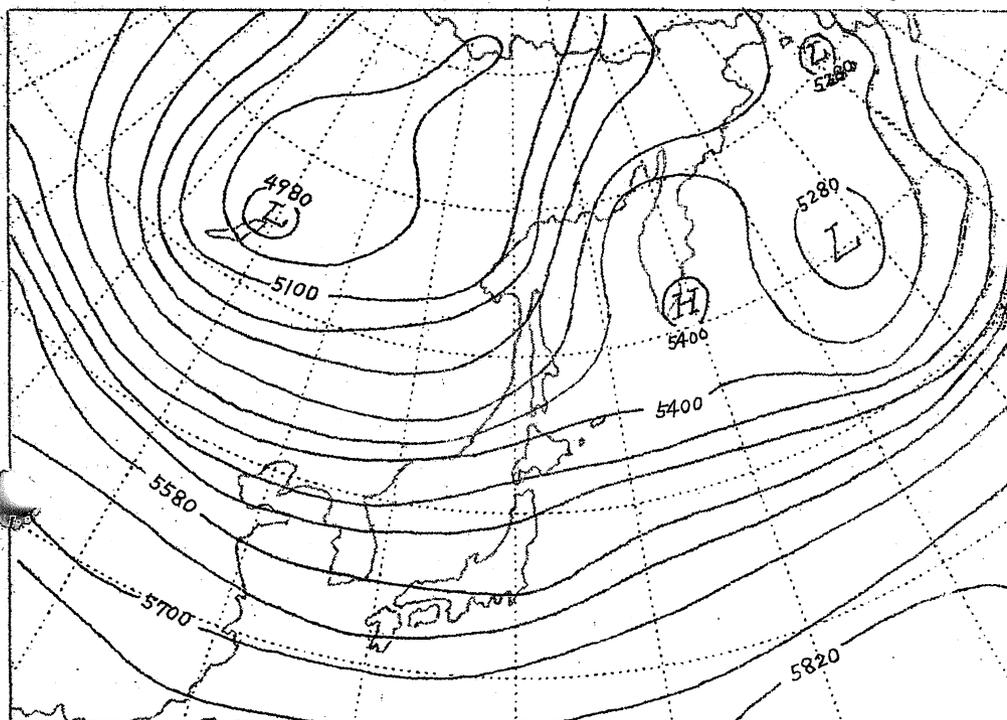
第43図には1961年12月10日12Zの500 mbのZが示してある。予報例として第44図には3日予報の500 mb, 第45図には実況値がのべてある。具体的計算ではまず3日先の550 mbを予報し、次に内挿法で500 mbを求めてある。バイカル湖付近のLowに注目すれば、移動のおくれが少し目立つ。第46図にはこのLowの中心位置の動きを示してある。図には参考までに北半球バロトロピック予報の結果も示してある。バロトロピック予報よりは改善されているが、まだまだ改善の余地が残っている。

次の尚懸点として、下層の予報すなわちこの例だと850 mbの予報について考えてみたい。電計のルーチン予報についても、断熱大気モデル(1963

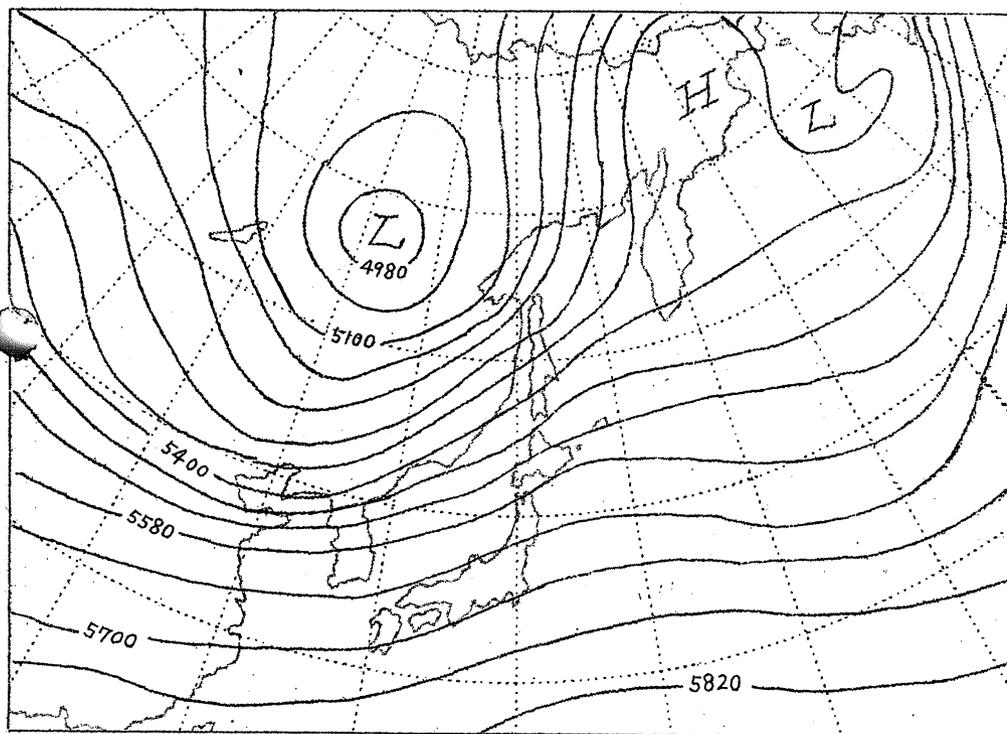
\* この項の結果は磯野さんのテストされたものです。詳細はいずれ印刷発表されることと思う。

\*\* 四層にすると、記憶容量の関係上計算時間が飛躍的に長くなる。

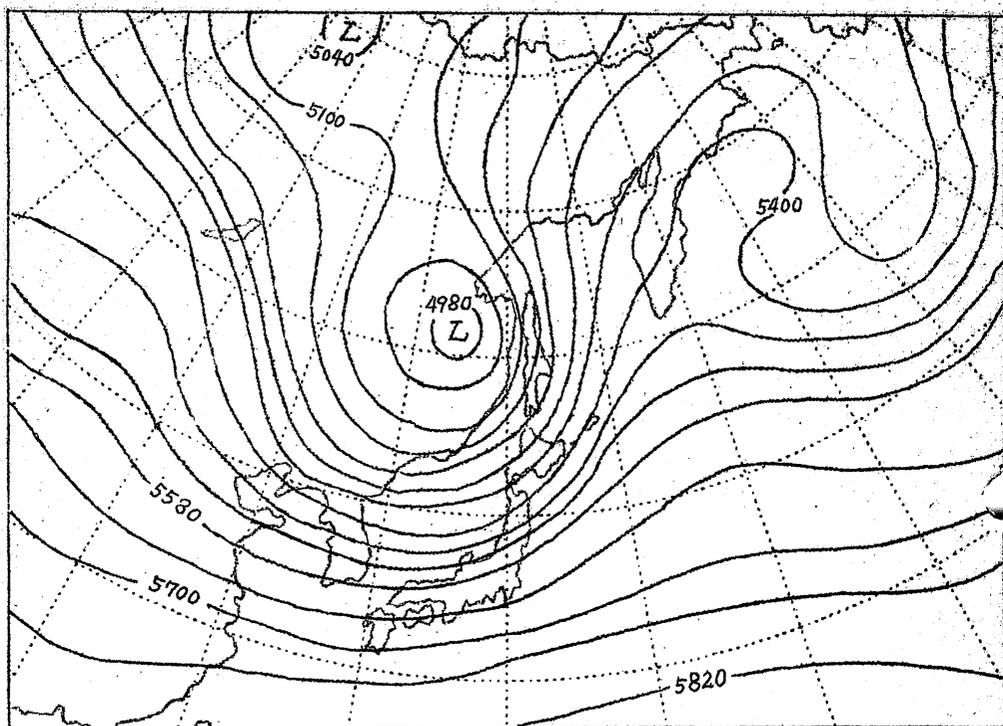
\*\*\* OMEGA vol. 2, No. 4 参照。



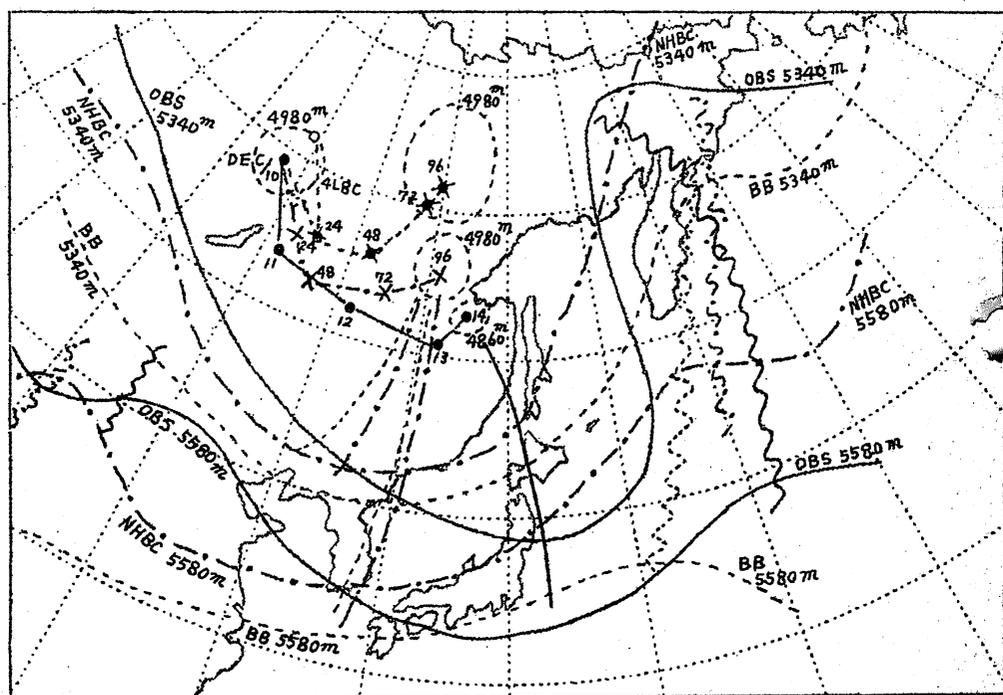
第43図 1961年12月10日12時の500mbの図



第44図 3日予報の500mb



第45図 1961年12月13日12Zの500mbのZ



第46図 上層低気圧の動き。●は実況、×は三戸予報、★はバロトロピック予報。

実線は500mbのZ(実況)、点線は4日予報のZ。

年6月以前)では36時間予報でも実況に比べ下層のトラフのおくれがあった。

4日予報ともなれば, 上述のおくれは当然ひどくなる。

上層と下層とのトラフの位相差を $\delta$ とすれば,  $\overline{h\bar{v}}$  (又は $\overline{v}$ :  $h$  ---- thickness,  $v$  ---- 風速の南北成分)は大体 $\delta$ に比例すると考えられる。一番簡単な例として, 上層及び下層の高度をそれぞれ $Z_1$ 及び $Z_2$ として次のように考える。

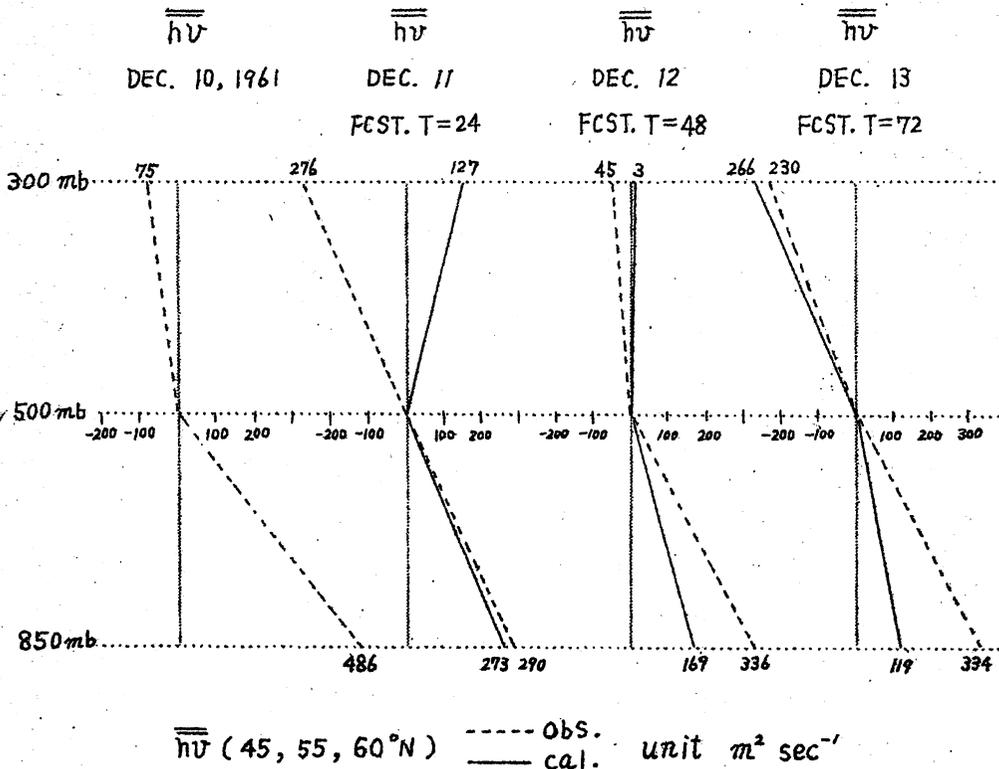
$$Z_1 = \sin kx$$

$$Z_2 = \sin k(x - \delta)$$

この時  $h = Z_1 - Z_2 = \sin kx(1 - \cos k\delta) + \cos kx \sin k\delta$

$$v = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial t} (Z_1 + Z_2)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} h \left[ \cos kx(1 + \cos k\delta) + \sin kx \sin k\delta \right]$$



第47図  $\overline{h\bar{v}}$ の予報と実況

従って

$$\overline{hV} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} hV dx = \frac{gk}{2f} \sin k\delta \sim \delta$$

(ただし  $k\delta \ll 1$  とする)

このような意味で上下のトラフの傾きの代りに、 $\overline{hV}$  の予報結果を第 47 図にのせておく。 $\overline{hV}$  としてあるのは  $\varphi = 45^\circ N, 55^\circ N, 60^\circ N$  の三つの緯度線の  $\overline{hV}$  を平均したものであることを示してある。実線は実況、点線は予報結果である。図中の数字は  $m^2 sec^{-1}$  の単位で示した  $\overline{hV}$  の値である。

図からもわかるように、下層では  $\overline{hV}$  の値が実況に比べて小さい。すなわち顕熱の北向き輸送が実況に比べて小さく予報されている。そのパターンでいえば、平均的に下層のおくれが目立っていることになっている。このことは断熱大気の仮定が実際の気象現象を説明するのに不十分であることを意味している。

## 9. 非断熱大気のこと

一般に thickness  $h$  の予報式は

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -V \cdot \nabla h + S \Delta p \omega + \frac{R}{c_p} \left( \frac{\Delta p}{p} \right) \frac{dq}{dt} + A \quad (9.1)$$

ただし  $\Delta p$  は考える二層の気圧差、 $S$  は安定度の係数で  $S = -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$  ( $\alpha$ : 比容,  $\theta$ : 温位),  $\omega$  は鉛直  $p$  速度,  $\frac{dq}{dt}$  は単位質量に単位時間に加えられる熱量。  $A$  は eddy diffusion を表わす。

ところで問題になるのは  $\frac{dq}{dt}$  のことである。普通  $\frac{dq}{dt}$  として

- (1) 地面又は海面と大気との間に考えられる顕熱によるもの
- (2) 蒸発又は凝結による潜熱に関するもの
- (3) 放射によるもの

に大別されている。ここで第3の放射による  $\frac{dq}{dt}$  は第1及び第2のものに比べ大きさが1桁小さくなっている。

このことは、予報期間が短い間(1, 2日)にはあまり影響しないが、数日先の予報になると無視し得ないことを意味している。しかし、まだ日本では放射まで入れた予報例がないので、放射の役割について何か書くとすれば、どうしても外国の例をひくことになる。それは本文の趣旨からみて適当でないので、放射については単に大いさの定性的性質にとどめておきたい。

ところで  $\frac{dq}{dt}$  の大いさは、海面からの顕熱輸送によるもの、凝結による潜熱の放出によるものとして、大体

$$\frac{dQ}{dt} \sim 10^{-2} k_j \text{ ton}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

これに対して放射によるものは

$$\frac{dQ}{dt} \sim 10^{-3} k_j \text{ ton}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

これだけでは抽象的なので、 $\omega$ の大きさに直すと、

(9.1)より その大きさは

$$\omega \sim \frac{1}{S \Delta p} \left( \frac{R}{C_p} \right) \frac{dQ}{dt}$$

$$S \sim 2 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ mb}^{-2} \text{ sec}^{-2}, \quad \Delta p = 500 \text{ mb}, \quad \frac{R}{C_p} \sim 0.287,$$

$$\frac{dQ}{dt} \sim 10^{-2} k_j \text{ ton}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad (k_j = \text{ton m}^2 \text{ sec}^{-2})$$

$$\omega \sim 1 \text{ mb/hr}$$

となる。すなわち *large scale* の上昇流と同じ大きさである。

次に  $\frac{dQ}{dt} \sim 10^{-2} k_j \text{ ton}^{-1} \text{ sec}^{-1}$  といった大きさはどのようにして推定してあるかをのべてみたい。簡単な例として凝結による潜熱の放出を考えると

$$\frac{dQ}{dt} = Lm \quad (9.2)$$

ただし  $L = 600 \text{ cal/gr}$  で  $m$  は単位時間の凝結量である。

従って飽和比湿を  $g^*$  とすれば

$$\frac{dg^*}{dt} = -m \quad (9.3)$$

さらに  $g^*$  は  $g^*(p, T)$  ということを考えれば

$$\frac{dg^*}{dt} = \left( \frac{\partial g^*}{\partial p} \right)_T \left( \frac{dp}{dt} \right) + \left( \frac{\partial g^*}{\partial T} \right)_p \frac{dT}{dt} \quad (9.4)$$

添字  $T, p$  は  $T = \text{一定}$  及び  $p = \text{一定}$  の面での微分を表わす。

$g^*(p, T)$  の代りに湿位  $\theta$  を用いると  $g^*(p, \theta)$  となり

$$\frac{dg^*}{dt} = \left( \frac{\partial g^*}{\partial p} \right)_\theta \omega + \left( \frac{\partial g^*}{\partial \theta} \right)_p \frac{d\theta}{dt} \quad (\omega = \frac{dp}{dt})$$

ここで  $\frac{d\theta}{dt} \approx 0$  とおくと近似的に

$$m = -\omega \left( \frac{\partial g^*}{\partial p} \right)_\theta$$

$$\frac{dQ}{dt} = -L\omega \left( \frac{\partial g^*}{\partial p} \right)_\theta \quad (9.5)$$

従って  $L = 600 \text{ cal/gr}$ ,  $\omega \sim -3.6 \text{ mb/hr}$ ,  $\left(\frac{\partial \rho^*}{\partial p}\right)_0 \sim \frac{-5 \text{ g}^2/\text{kg}}{500 \text{ mb}}$  とすれば

$1 \text{ cal} = 4.186 \times 10^{-3} \text{ kg}$  なので

$$\frac{dQ}{dt} \sim 2.5 \times 10^{-2} \text{ kg ton}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

となる。

凝結による潜熱の放出と同様に、冬期には太平洋上から、大気中へ顕熱輸送が行なわれ、その大きさも

$$\frac{dQ}{dt} \sim 10^{-2} \text{ kg ton}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

である。これらの効果は、*short range*, *long range* の予報に共通した大切な問題であり、現在の電計室のルーチンのバロクリニク予報には凝結による潜熱の放出は不十分な形ではあるがくみこまれている。

#### 10. 非断熱大気中での $\overline{\kappa v}$

第8節の4日予報のますい点を  $\overline{\kappa v}$  すなわち顕熱の北向き輸送の不十分さで表現したが、非断熱大気では  $\overline{\kappa v}$  はどのようなかを述べてみたい。

$\overline{\kappa v}$  の時間変化としては (9.1) より  $\frac{dQ}{dt}$  に関係した量は

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\kappa v}) \sim \overline{v \frac{dQ}{dt}} \quad (10.1)$$

これは (9.1) に  $v$  をかけ、東西方向の平均をとることによって得られる関係式である。凝結による潜熱の放出を考えると (9.5) より

$$\frac{dQ}{dt} \sim -L\omega \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_0 \sim -\omega \quad \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_0 > 0\right)$$

従って  $\frac{dQ}{dt}$  からの  $\overline{\kappa v}$  への寄与は

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\kappa v}) \sim -\overline{v\omega} \quad (10.2)$$

このことは、トラフの前面 ( $v > 0$ ) で上昇流 ( $\omega < 0$ )、したがって  $v\omega > 0$ 、トラフの後面では下降流なので凝結はなく、 $\frac{dQ}{dt} = 0$  となっていることを考えると、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\kappa v}) > 0$$

すなわち、凝結によって顕熱の北向き輸送を行なっていることになる。第9節で述べたように、凝結による潜熱の放出する量はかなり大きいので、上

述のような意味での顕熱の北向き輸送は無視し得ない量である。

次に、海面からの大気中への顕熱輸送のことを考えてみる。その大いさは普通

$$\frac{dQ}{dt} \sim W(T_s - T_0) \quad (10.3)$$

ただし  $W$  は地上風速、 $T_s$ 、 $T_0$  はそれぞれ海水面及び海水面に接する大気の温度である。ここで

$$T_s - T_0 \sim H - \bar{h}$$

と近似してみる。すなわち  $T_0$  は  $\bar{h}$  に比例し、それに対して  $T_s$  に対応する  $H$  を考え、 $H$  は時間に関して一定と考える。

その時は  $W$  と  $\bar{h}$  との相関を小さいものと考えれば

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{h}W) \sim \bar{h}W(H - \bar{h}) \sim -\bar{h}^2 \quad (10.4)$$

すなわち  $\bar{h}W$  は時間に関して指数函数的に減少する性質がある。このことは  $\bar{h}W$  がある定常値に近づくことを意味している。物理的には太平洋の熱源域につり合うような定常場の形成に大切な役割を果たすことになる。

以上のことを要約すると、凝結による潜熱の放出効果は顕熱の北向き輸送の役割を果たし、海洋から大気中への顕熱輸送は平均場の形成に大切な役割を果たすことになる。しかし、二つの作用は独立したものではなく、海洋上に寒気の吹き出しがおこると、顕熱輸送が大気に向っておこると同時に、水蒸気の輸送も行なわれる。俗に *Bowen Ratio* といわれる関係から考えて、冬期を除けば後者の方の熱輸送が圧倒的に大きい。そのような形で海面から大気中に輸送される水蒸気は凝結による潜熱の放出という形で  $\frac{dQ}{dt}$  への貢献を行なわれるので、上述の二つの作用は全く独立して取り扱うわけにはいかない性質がある。ここでは便宜的に分類してみたわけである。

## 11. 大陸と海

アジア地区の定常場の特徴のひとつとして冬期の例をとりあげてみる。上層トラフたとえば  $500 \text{ mb}$  の谷は大陸と太平洋とを境として大陸の方にあり、下層トラフすなわち地上の低圧域は太平洋上にある。平均経度  $20$  度ぐらいの傾きがあるとされている。

このような定常トラフの形成について、ヒマラヤの地形ということがよくいわれてきた。このことに対し、次の問題点をあげてみたい。

(1)  $500 \text{ mb}$  の気圧の谷の位置 --- ヒマラヤ山脈に対しての相対的位置---

…はよく説明できる。

- (2) もし地形だけの影響と考えれば、その影響は上層にいく程小さいはずである。俗に地形だけの影響をとりあげると、いわゆる $\omega$ 方程式は\*

$$\nabla^2 \omega + \frac{f^2}{S} \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = 0 \quad (11.1)$$

ただし ( $\omega$ ) 下層の boundary =  $-\rho g W_0$  :  $W_0$  は下層の境界で、地形による上昇を示す。

(11.1) よりわかるように、 $\omega$  は上層にいくに従い、指数函数的に減少する。しかし実際の気象では定常的トラフは上層ほど顕著である。

- (3) 夏と冬のちがいについての説明は、一般流りのちがいだけで、定常トラフの位置が少しずれること及びトラフの強弱に多少のちがいが期待されるだけである。

以上のことを考え、また毎日のバロクリニク予報と実況との差とをみていると、単純に地形の問題に解消するわけにはいかない。ルーチン、バロクリニク予報の結果をみていると、日本のおかれている、東に太平洋、西に大陸という分布の影響を考えざるを得ない。第8節に示した第44図と第45図とのくいちがいは、トラフが大陸と太平洋とのさかいに近づくほど顕著になっている。一、二年前は、このくいちがいを地衝風近似の不備によるものと考えてはみたが、現在では大陸と海との効果をとりにいれなければ解決できない問題であると思っている。凝結の潜熱の放出を一番簡単な形でとり入れている現在のバロクリニク・モデルでは一部分上述のような効果がいっている。というのは、トラフが大陸から海洋上にでると、南風によって相対的にしめった空気の流入がトラフの前面にあり、その凝結による潜熱の放出がおこるわけである。現在のモデルでは、上昇域ではいつも凝結がおこるとしているのだから、大陸上でわるい結果を与えている。大陸上では上昇域でも凝結のおこらない例もあるわけである。ここにひとつの例(1963年4月7日12時を初期値とした四層モデルによる24時間予報)をとりあげ、大陸上、日本付近、太平洋上での900mbの24時間高度変化の相関係数 $\gamma$ を表にしてみる。\*\*

\* 一般に  $\omega$  方程式は

$$\nabla^2 \omega + \frac{f^2}{S} \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = F$$

ただし  $F$  はうず度の移流及び *thermal vorticity* の移流効果を示す。ここで、 $\omega = \omega_1 + \omega_2$  にわけ、 $\omega_1$  が純粋に力学的効果  $F$  によるもの(その時  $\omega$  の下層の境界値は零)、地形によるものを  $\omega_2$  とする。

\*\* 詳細は1963年11月の気象学会大会にて、大河内との連名で発表予定。

	大陸上	日本付近	太平洋
$\gamma$	0.71	0.82	0.83
$\gamma_c$	0.67	0.88	0.91

上表で  $\gamma$  は凝結効果がないとした時の相関係数、 $\gamma_c$  は上昇域では凝結があるとした時の相関係数。上表からもわかるように、トラフが洋上に近づくか、また洋上にある時は予報精度の向上がみられる。

大陸と海との影響は、上述の凝結の問題のほかに、第10節でのべたように、海面からの大気中への顕熱輸送の問題がある。

この問題の本格的取り扱いには荒川を中心にした電計の *working group* によって現在すすめられているが、次節では簡単な取り扱いを述べてみたい。

この *working group* の基本方針は、まず海面付近の大気が、海水面の温度  $T_s$  と下層大気 of 温度  $T_0$  との差によって上層に顕熱輸送がおこり、いわゆる下層の不安定現象を呈する。その次にはいわゆる対流がおこり、上層大気へと顕熱の輸送がおこる。問題はそのような現象をどのようにわれわれのモデルにくみ入れていくかということである。対流そのものを追従する立場にたてば、いわゆる *convection* の問題である。大山はその中から、大規模スケールへ貢献するものをどのようにして取りあげるかの提案を本年4月のオスローの会でしたが、まだ不備な点もあり、荒川はさらに合理的なモデルを考えつつある。ともかく、上層の擾乱は太平洋に近づくに従い、断熱大気 of モデルとは量的にかなりのちがいを示してくるわけである。このような意味で、現在われわれはひとつの転機に立っており、また *long range forecasting* に対し明るい見通しをもっている。

#### アジア地区での定常トラフ

太平洋はひとつの大きな熱源である。本節ではその簡単な取り扱いをかいてみたい。ひとつの例として簡単な数値実験を試みてみる\*。

モデルとして、二層 ( $Z_1$  を 250 mb で与え、 $Z_2$  を 750 mb で与える) モデルを考え、 $\omega$  は  $Z_2$  すなわち 500 mb で与える。予報領域は  $\Delta S = 400 \text{ km}$  として、

東西方向  $36 \times 400 \text{ km}$  (格子点  $I = 1, 36$ )

南北方向  $20 \times 400 \text{ km}$  (格子点  $J = 1, 20$ )

さらに東西方向には擾乱は *cyclic* とし、南北の境界 ( $J=1$  及び  $J=20$ )

\* この数値実験は加藤(電計室)の協力によって行なわれたものである

では風速の南北成分は  $v=0$  とする。本文にのべる実例は  $T=0$  で基本場として、

$$U_1 = 20 \sin \frac{\pi}{D} y \quad (\text{m/sec})$$

$$U_3 = 10 \sin \frac{\pi}{D} y \quad (\text{m/sec})$$

ただし  $y=0$  及び  $y=D$  はそれぞれ南北の境界を表わす。またこの一般場に  $T=0$  の擾乱として、流線  $\psi_1, \psi_3$  として

$$\psi_1 = v_0 \left( \frac{L}{2\pi} \right) \sin \frac{2\pi}{L} x \sin \frac{\pi}{D} y$$

$$\psi_3 = v_0 \left( \frac{L}{2\pi} \right) \sin \frac{2\pi}{L} (x-\delta) \sin \frac{\pi}{D} y$$

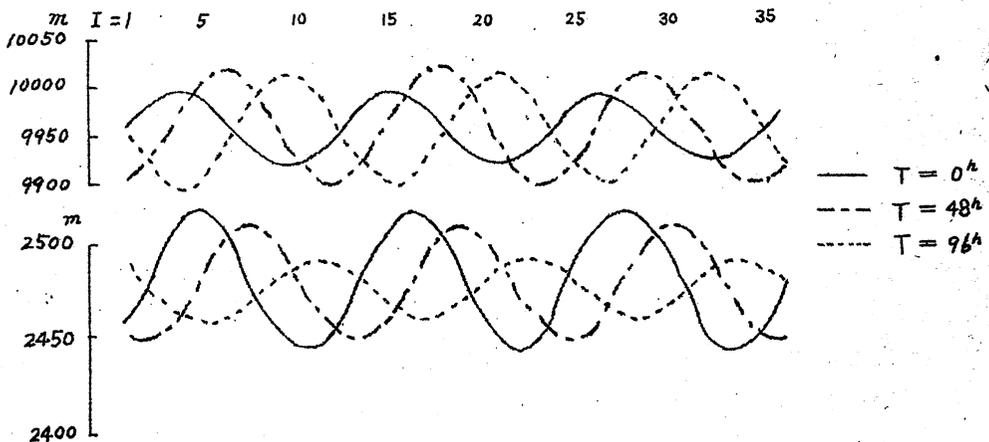
ただし  $v_0 = 5 \text{ m/sec}$ ,  $L = 4640 \text{ km}$ ,  $\delta = 400 \text{ km}$

断熱大気に關する線型理論によれば、この系は安定な系である。ただし

$$\overline{\kappa v} \propto \delta$$

$$(\delta)_{t=0} > 0$$

なので、最初は  $\overline{\kappa v} > 0$  すなわち顕熱の北向き輸送が行なわれるが、時間とともに安定な系なので、北向き輸送は逐次減少する。断熱大気として  $Z_1$  および  $Z_3$  の時間変化を  $J=10$  すなわち領域の中心を東西方向 ( $I=1, 36$ ) に沿って追ったものが第48図である。図には  $T=0$ ,  $T=48^h$ ,  $T=96^h$  の値が示してある。



第48図  $Z_1$  (上図) 及び  $Z_3$  (下図) の時間変化 (断熱大気)

次に海水面を通して大気中に運ばれる顕熱のことを考えてみたい。その値は(10.3)で述べたように

$$\frac{dQ}{dt} = AW(T_s - T_0) \quad (12.1)$$

Aは比例係数で、Wを  $m/sec$ 、Tを  $^{\circ}C$  で表わせば、1000 mb で普通  $3 \times 10^{-3} m sec^{-2} day^{-1}$  ぐらいといわれている。たとえば  $W = 5 m/sec$ 、 $T_s - T_0 = 10^{\circ}C$  とすれば

$$\frac{dQ}{dt} \sim 1.5 \times 10^{-2} k_j ton^{-1} sec^{-1}$$

Aは経験的には大体500 mbで零に近づくような形で与えられている。<sup>\*</sup>真鍋(1958)は日本海における  $\frac{dQ}{dt}$  の鉛直分布を求めたが、その後二、三の著者によっても大体同じような形が求められている。前節では、下層での対流不安定から、上層に凝結熱及び顕熱が与えられ、その分布をも「ある程度定量的」に求めようとする方針を述べたけれども、本節でははじめから(12.1)のような経験則を仮定するわけである。

さて、(12.1)のような熱源を点( $I=12, J=10$ )を中心に半径2200 Km ( $5.5 \times 400 Km$ )の範囲で与える。その強さも、中心で一番大きく、周辺にいくに従い指数函数的に減少するような分布を与えてみる。このモデルでは、750 mb及び250 mbの二層しかZを与えていないので、 $\frac{dQ}{dt}$ を500 mbに与えることにする。すなわち  $\frac{dQ}{dt}$ の形は(10.4)のように

$$\frac{dQ}{dt} \sim W(H - h) \quad (12.2)$$

といった形で与える。ただし  $h$ は *thickness* で  $h = Z_1 - Z_3$ 、Hは500 mbで  $T_0$  に対応するものである。またWとして750 mbの  $v_3$  すなわち  $v_3$  比例するとする。すなわち

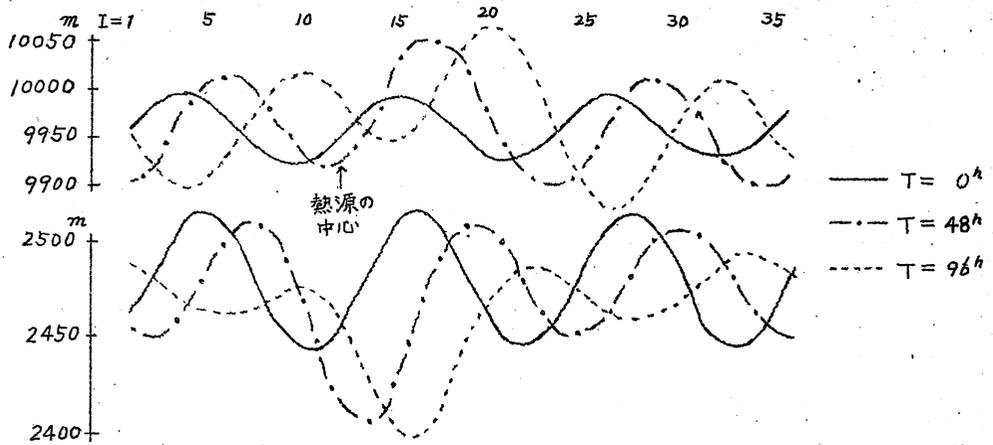
$$W \propto v_3$$

このような場合の *thickness*  $h$ の予報式は(9.1)より  $\Delta p = p = 500 mb$  として、

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -V \cdot \nabla h + S \Delta p \omega + \frac{R}{C_p} \frac{dQ}{dt} \quad (12.3)$$

断熱変化の場合はもちろん  $\frac{dQ}{dt} = 0$  であるが、今の場合は  $\frac{dQ}{dt}$  は(12.2)で与えられる。このようにして行なわれた数値実験の結果を示したものが第49

<sup>\*</sup> たとえば  $A \sim (\frac{p}{p_0})^2$  又は  $A \sim (1 - \alpha e^{-\frac{p}{p_0}})$  といった形。  $\alpha$  は比例係数。

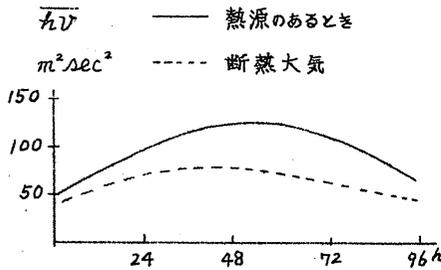


第49図 熱源のある場合の  $Z_1$  (上図) 及び  $Z_3$  (下図)

図である。

第48図と比べて、熱源の後方(流れに対し)で下層のトラフ及び上層のリッジの発達がいちじるしい。(12.3)よりわかるように、固定した熱源があれば *thickness* は一方的に増大するわけであるが、実際の大気では放射

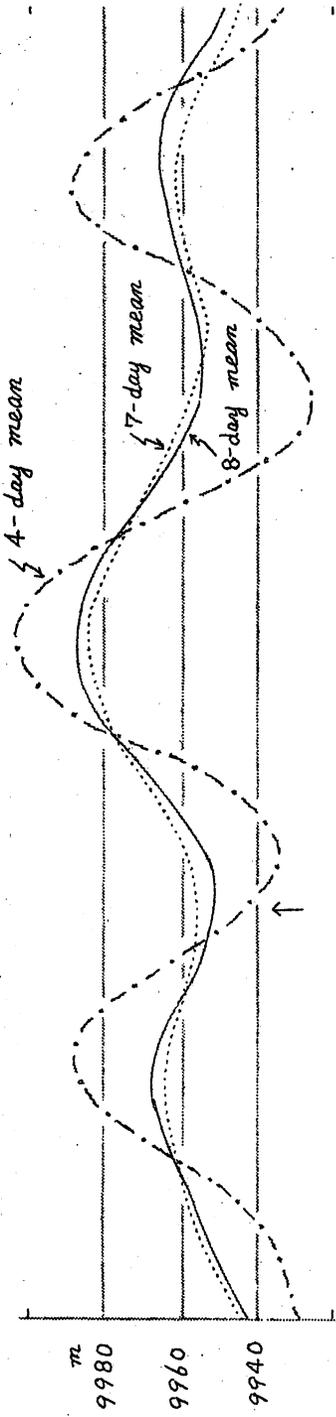
によりつり合いが行なわれると考えられる。また、 $T=0$  でトラフが熱源の前方(流れに対し)にあるので、顕熱の北向き輸送が期待される。第50図には、第48図及び第49図に対する  $\overline{hV}$  の時間変化が示してある。断熱大気に比べ、相対的に大きな北向きの顕熱輸送が行なわれていることがわかる。



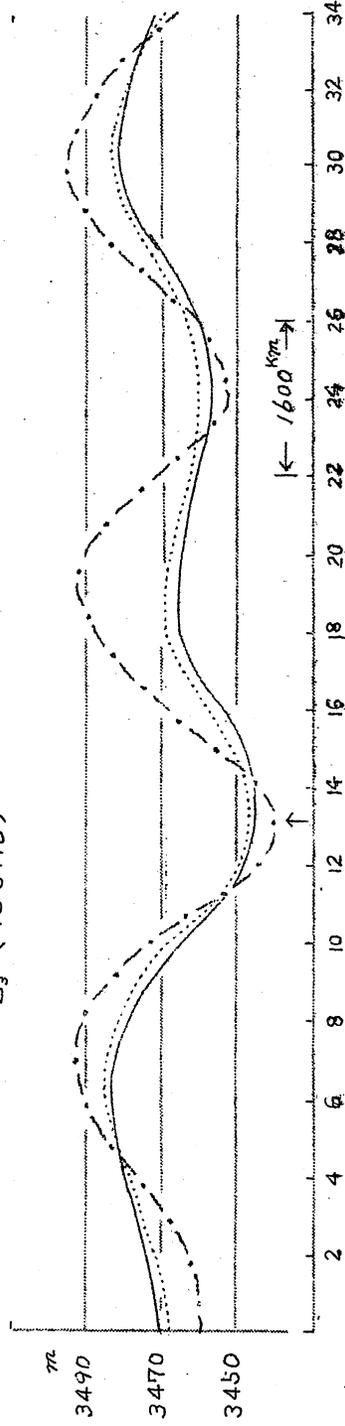
第50図  $\overline{hV}$  の時間変化

次に第49図で  $T=96$  時間以上の予報を行なったらどうなるであろうか。ここでよくいわれる(時間)平均図というものを考えてみる。まず最初に  $T=8$  日まで予報を行ない、4日平均図 ( $T=0 \sim T=4$  日), 7日平均図 ( $T=0 \sim T=7$  日), 8日平均図 ( $T=0 \sim T=8$  日) をそれぞれ作ってみる。その時の  $Z_1$  (250 mb) 及び  $Z_3$  (750 mb) の平均図を示したものが第51図である。第51図をみると、1週間ぐらいで大体定常的な高度場を作っているようである。このモデルでは 500 mb の一般流は 15 m/sec なので7日間で 9000 km 移動することになる。これに対し擾乱の波長は大体 4500 km, また熱源の大きさは 4400 km ゆえ、擾乱はひとサイクル移動したことになり、そ

$Z_1$  (250 MB)



$Z_3$  (750 MB)



第51圖 熱源のある時の時間平均の  $Z_1$  及び  $Z_3$

の時に作られる平均場はある程度定常場とみなし得る。

そのような観点でこの定常場をみてみると、上下のトラフの差は大体1200 kmの位相差をもち、熱源のMAX.より少し前方に下層トラフ、少し後方に上層トラフがある。1200 kmという大いさを中緯度で20° long. に近い値である。アジア地区の定常トラフを大体説明しているわけであるが、まだひとつ足りない点は、この数値実験では上層トラフの強さが下層トラフの強さと同じぐらいであることである。もう少し、上層トラフが強くなって欲しいわけである。この欠点を直すには次のように数値実験をやればよいと思う。

- (1) 三層モデル以上にして、熱源を主として下層に与えること。
- (2) 擾乱の波長をかえ、 $T=0$ でも不安定な波をつけ加えること。

本文のしめくくりとしてこのような実験もやってみたかったけれども、他に合わなかったのが残念ではある。しかし、この数値実験の例でアジア地区の定常トラフについて、第一近似の意味での表現はしていると思う。

## むすび

長い期間の予報についての筆者の考えを、4回にわけて書かせてもらった。書きはじめた頃は、しめくくりにはひとつぐらい、長い期間の予報例を書けると期待していたが、そのささやかなことも果たせず、残念に思う。しかし、さいわいなことに最近荒川・Minty によって *long range forecasting* についてのよい仕事が行なわれたことは大変うれしいことである。

去る9月に行なわれた *Colorado meeting* に出席された在米日本人のなかには、日本からの出席者に対し、日本の計算機の容量の小さいことから長期予報への悲観的感想を述べられたときいた。たしかに、気象庁のIBM 704はIBM 7090等に比べ計算速度が10分の1ぐらいの機械であることはしかである。また長い期間の予報ということになると、より高速度の計算機は不可欠のものであることは明らかである。

尚題はこれだけであろうか。今回の駄文で述べた大陸と海との影響をとり入れるという大切な尚題に対してとえ、まだわれわれのなすべき沢山の仕事が残っている。またそれを解決しない限り、より完全な *long range forecasting* というものは考えられないであろう。筆者自身は、*long range forecasting* は *short range forecasting* の豊富な知識を土台としてきずかれるべきものであると思うし、また *long range forecasting* は現代では *science* になりつつあると考えたい。

最後に、4回にわたって、筆者の駄文を掲載していただいた“グローブス・

ベッター」の編集部の人々に感謝するとともに、これからもより多くの人が予報期間をのばす向題に強い関心をもっていただきたいと思う。

### 追記

本文をかいてから、約3か月の月日がたった。電子計算室ルーチン・モデルには1月20日(1964年)から、日本海、太平洋上からの *sensible heat* の輸送が考えられている。この効果により、日本付近の高気圧の吹きだし、または張りだしが非常に改良されてきた。

この新しいモデルを用いて、大体3日ぐらい先まで予報が可能であることも示されてきた。本文の第43図～第46図に示された例では予報域は北半球スケールではあるが、*latent heat*, *sensible heat* がはいついていないため、下層の予報はあまりよくない。同じ3日予報でも、たとい予報域はアジア地区のせまい範囲(現在の電子計算室バログラフィック予報域)であっても、*latent heat* 及び *sensible heat* の効果を入れることにより、かなり正しい予報結果を得つつある。範囲さえひろげれば、7日ぐらい先の予報はさほどむずかしいものとは考えられない。本文では述べなかった放射のことも考えれば-----。このような意味で、本文は不備な点があるが、1963年までのことと思ひ、あえて「ゲロース・ベッター」に掲載してもらうことにした。

(1964年2月5日記)

## 長期予報についての意見

### まえがき

最近は長期予報の要望が増加しており、その精度向上が特に要求されている。一方、気象技術の基礎的研究においても運動方程式に基づく数か月先程度の予想図の可能性が注目されはじめ、研究の興味は短期より長期の分野に移ってきた感じがする。しかしまだ研究開始の段階であり、実用はかなり将来のことであろう。

科学の発展段階には、現象論的段階、実体論的段階(構造を考える)と本質論的段階があつて、たいていこの段階を經ているといわれている。これは完成されてしまったものを後で分析する場合には3段階が明確になるかも知れないが、発展段階においては非常に不明確であり、共存しているのが当然である。しかし大よそどの段階にきているかは今後の発展を考える場合に大

切と思われる。長期予報についての位置は中心が構造論的段階の中頃にあり先端は本質論的段階のはじめぐらいのところではあるまいか。そうであるならば今の段階は現象論、構造論的段階の調査・研究を最も必要とし、行なわれなければならない段階ではなかろうか。なお、本質論が前二者より先に優先するようなことは工業技術などの場合を除けば、気象学の場合にはあまりないようです。

今年はじめ長期予報の技術・研究への希望意見、批判、考え方、また長期予報についての面白い話、その他本誌の内容に対する意見など気楽な一文をお願いしましたところ次の方々から原稿をいただくことができました。今後とも会員の方々に是非御投稿下さるようお願いいたします。

## 長期予報によせて

山元龍三郎（京大）

昨年来の異常天候の発現によって、長期予報の困難性が痛感され、気象学研究にたずさわれるものとして他の研究テーマに取組んでいるといって傍観して居られない気持である。

大気大循環の変動およびそれに伴う天気の長期的変動に關して今まで数多くの研究がなされてきたが、その成果は決して充分ではない。最近では、力学的方法の適用など結果に希望のもてるものもあるが、われわれの所にはその方法によって今直ちに研究を進め得るような設備もない。

大循環の季節変動は、その種々の変動の中、最も顕著なものであり、しかもそれに關してかなり豊富なデータが比較的容易に入手出来る。ノーマルな季節変動は、その研究成果が長期予報にただちに役立つわけではないが、大循環の変動メカニズ

ムを研究するには好個の対象と考えられる。季節変動メカニズムのすべてがそのまま他の変動にあてはまるとは限らないし、また長期予報という実用的目的に対してそのような研究はきわめて迂遠なコースだということになるかも知れないが、長期予報のぶつかっている障害物を取りのぞくきっかけが見つかりそうに思えてならない。

## 私の希望

糸藤博英（網走）

編集子から“意見を寄せてくれ”とのことであつたから、ちょうどよい機会として、私の願いを述べることにした。

1. 相関シノプチックスという言葉が出て来たのは面白い。半球または全球の主還流の変化を規制する理論が得られるまで、あるいは、それを探って行くために、北半球の相関解析を急ピッチで進めて行く段階が

遂に到来したことは間違いない事実である。

これには数多くの資料を整理し、そしてこなして行くべき手と機械が必要であり、いろいろの角度から考察を進めるために頭も多く入用であり、しかも、それらの有機的連携を完うするためには、1か所に集めておく必要がある。最近の北海道や東北地方の長期予報の検討会の動向からみても、もはや、地方において、乏しい資料から、単独で、何かをコツコツと突っついてみるような時代は過ぎてしまった。

すなわち、長期予報のセンターを充実すべき充分な時機に直面したことを意味する。ちょうど今、気象庁の機構改革が問題となっている。この機会に、充分に考慮していただきたい、と切に願っている次第である。

2. 最近、太陽活動の変化の影響が注目されるようになって来た。それらの中には、はなはだ大ざっぱに、黒点数の多少が直接に、主環流の形の傾向に關係する、という考え方も含まれているが、私はそうは思わない。

たしかに、太陽活動のえいきょうは、Гирсによると、アリュウシャン方面に発達するリッジに最もはつきり現われることになっているが、彼がそのひとつの証拠として引用している Bodurtha の調べは冬のものである。冬はシベリヤの気圧が黒点

数の極大年に高く、極小年に低くなっているが、夏はその反対になっている事実もある。また、高橋、朝倉両氏の調べによる短周期変化のえいきょうの季節変化からみても、冬はシベリヤとともにアラスカ、カナダ方面の気圧が、黒点数の多い時高く、夏はアリュウシャン、アラスカ、カナダ北部などで、黒点数の少ない時に高くなることを示している。

しかし、一方では、秋、冬や春の500mb 高度分布や地上気圧分布も夏の気温を予想するために役立つ關係があることをみると、主環流の形や強さの偏倚は、その前の時期の主環流の形や強さによって、かなりの程度に規制されているものと考えざるを得ない。

結局、太陽活動の強弱により、大気環流の季節変化の形が異なって来るために、次々に変わってゆく時間的変化の生じ方が変わってくると考えるか、あるいは、環流の形や強さの時間的変化の生じ方に、太陽活動の変化のえいきょうがあるために、環流の季節変化が歪められて行くのか、その辺のことはよくわからないが、察するに、このような事実を、相関シノプチックスの解析にあたって、忘れないでいただきたいとねがっている。



## 長期予報に望む

竹永一雄(鹿児島)

寒冬の予報がはずれて暖冬になったといって、毎日のように苦情やひやかし半分の向い合わせがくるこのごろである。もともとこの暖国においては、今まで長期予報に対しては、農作物を始めとし、生活環境に大きくえいぎようしないため、その関心の度合いは、北国に比べると全く向題にならないくらい低かった。それが今年にかぎって話題になるのも、やっと長期予報に対する関心が深まった証拠であり、何だか嬉しいような、情ないような複雑な気持である。業務法によって発表する長期予報なら、当然のこと一般の利用に適合する予報でなければならぬはずであるが、一面長期予報は農業など実際にはあまり利用してもらいたくないという意向も再三聞かされている。それでは何のための発表なのか、自己矛盾を感じたことも何度かある。しかしここで長期予報の業務を非難する気持は毛頭ない。

この際予報手段に対する自己批判からはじめるべきである。たとえば類似法は今日かなりの比重でもって使用されているが、ある時点において500mbのパターンが似ているからといって、今後の天候も類似するという根拠があるのだろうか。むしろ過去において相異しているときは、

現在のパターンが似ていても、今後はかけはなれていく確率の方が大きいのではないだろうか。周期法にしても基本的な問題が多い。相関法はある確率を許容する範囲においては統計的方法のうちでは合理的かも知れないが、一般の利用に適合する予報のためには、かなりの高相関が必要である。しかし平均値という非合理的な数字を扱う以上は、このような高相関を望むべくもない。また現在入手できる資料はほとんど500mbの平均高度であるが、500mbに固執している限り、画期的な展開はむずかしい段階にきている。この際、他の層に目を向けるのも脱皮の過程として必要であろう。最近内外の文献に成層圏解析が散見されるようになったのは、この層において安定したモデルが得られそうにだけ、非常に期待される。しかし他の層については、資料が容易に整備できないうらみがある。ぼう大な資料を整備するかたわら、常に物理性を保った手段を今後の方向とし、集中的に業務を管理することが望ましい。統計的な手段、あるいは偶然に発見されたような方法に頼っている以上は、うまく予報が齏中したからといって嬉しくもないし、はずれたからといって自責の念も湧いてこない。

西日本において強いて長期予報が要求されるとすれば、それはやはり異常気象であろう。寒冬、暖冬、長

雨，干ばつといった偏差の大きな現象の予報だけが必要である。偏差が大きければ大きいほど，パターンの特徴もはっきりして予報がしやすいように思える。しかし現在の手段で予報するかぎり，実際には平滑された予報しか得られない。とすれば利用に適合しない予報しか出せないのが現状である。大きな偏差を生かす方法こそ，精度向上への近道かもしれない。

## 長期予報雑感

根山芳晴（広島）

地方にいても痛切に感ずる予報照会の回答では，何時ころから雨がどのくらい降るかとか，〇〇方面に行くのだが天気はどうかといった定量的な予測や局地天気の予知などは，たしかに困難なものです。しかし最近の問い合わせに可成り回数が多くなり，また直接産業・交通等に関連させた真剣な長期予報の照会を受けるについて，つくづく感ずることは，精度のよい長期予報が出せないかということです。予報官連中が集まって担当者から種々の予想資料を提示され，さて討論になると，どれとしてはっきり言って決め手のない現況では，ときには相反する結果もでてくるので必然的に平均値に近い予想結果になってしまうし，また極端な異常現象的結果がでてそれをなかなか採用できない。何故かと言

えば，一口に言って根拠が薄弱であるからである。あたるはずれば別にしても，いくらかでも物理的に説明できるとか，あるいは場の定常性の永續がめいりょうであれば周期法なり追跡法の結論に自信が持てるし，変動が安定であるとわかれば相関法の結果はものを言ってくるでしょう。しかし基本場の予想はすべての予報で最大等であるにもかかわらずよくわからない。

このような現況にあつて，最近成層圏と対流圏との相互干渉の問題から，比較的規則性の良い成層圏の諸現象から対流圏あるいは地上での季節現象の前駆的目安を得ることの可否が新しい *idea* として浮んでくるのではないのでしょうか。学問には始めから教式を作つて現象をあてはめて実験したしかめる方法もありますが，大気現象のような複雑怪奇な場の中にあつては，まず *fact* を見つけだすことが大切であろうかと思えます。すなわち多数例に基づく客観的な天気予報のための目安の *tool fact* をさがすことです。もちろん理論的な立証にもとづいて絶対な学問上から一歩一歩大循環の解明に向かうことが長期予報学の進歩への重要な行き方であることは間違ありません。しかしそのような遠大な目標を持って進む一方，平行して長期予報を一日も早く高い精度で当てようという立場からすれば，いくぶん

邪道かも知れませんが、さしあたって物理的に説明できなくてもまず予報 tool を見つけることだと思います。学問的裏づけはあとからゆっくり考えろというやり方もあってよいでしょう。

成層圏の向題については、北米での温暖化現象発見以来特にはなやかに取りあげられはじめ、対流圏との相互干渉については世界各国でかなり論ぜられていますが、最近これなどについて総括された長期予報技術討論会誌（昭和38年11月；気象研究所・気象庁予報部・仙台管区気象台）は今後の進むべき方途に大いに参考となるものがあるかと思えます。

筆者も十数年前から成層圏の向題に興味を持ちながら今日に至るまでいまだに理論的究明の段階に至っていないことはお恥ずかしい次第ですが、長期予報の進む一つの方向として、下層の基本的な場を支配した季節的推移の前駆として現われるような成層圏の諸現象に注目すべきではないでしょうか。

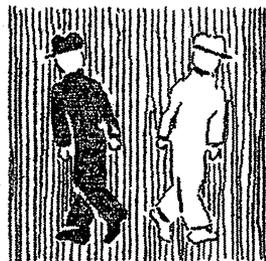
その一例として、筆者は熱帯圏界面北端上の成層圏を指示する代表地点と考えられる Marcus Island での 18 km 高度の風が、冬季向の Westerly から 4 月下旬～5 月下旬の向に Easterly に転移し、10 月～11 月初旬まで続くことを見つけたらにこれらを地上現象に対応させ

ると風の転移は 1 か月後の梅雨現象出現に合致していることがわかりました。細かいことは省略しますが、この種の現象も fact として 100% とまではいかななくてもかなり多くの例からめいりように認められることです。このような前駆的目安を探索することも長期予報精度向上には大いに意義あることと思います。このような方法は、ちょうど北海に浮かびただよう氷山の一角を見つけて、海中にある大部分の氷塊の存在を認めるのと同じことで、成層圏でのわずかな異常現象や変動もある場合には大きな対流圏内の循環や変動の目印となるものではないでしょうか。もちろん氷山の一角が名実ともに小さい一塊であることもあるかも知れません。

また成層圏の周期性については帯状風の変動に前連して、低緯度について求められた多くの fact があります。すなわち、Mc Creay (1959) の西風と東風の交代する高さが下へ移動するので一定高度ではほぼ 1 年ごとに帯状風が逆転するとか、J. K. Angell etc. (1962) の 50 mb 月平均帯状風に Canton Island で 2 年周期、Wake Island で 1 年周期が認められるとか、また R. G. Wernyard etc. (1962) が Canton Island で 12 か月移動平均の風の東西成分に 23～29 か月周期のあることを見つけ、50 mb で 0.93

の lag Correlation をもつ 26 か月の卓越周期を求めています。また R. J. Reed etc. (1962) も Canton Island, Nairobi, Kenya, Singapore で 26 か月周期の月平均帯状循環を 18 ~ 30 km 層内で 100 ~ 10 mb の各層での月平均帯状風成分に 20 ~ 25 か月周期性を見いだしています。このような数多くのめいりような成層圏での周期性をさらに地球の気候に対応させて調べることによっても長期予報の向上は計られるでしょう。

10年/日の如く遅々として進展していない長期予報の現況(暴言多謝)では、極論して対流圏のようなじょう乱や雑音の多い層内での相関法・周期法・類似法等を頭から除去して、大規模な陸地と海洋といった熱冷源的えいきょうとみられるような波数の小さい特徴的な波の存在する成層圏循環をさらに解析して、旬あるいは月単位の周期性を求めると、さらに将来成層圏天気図が整備蓄積されるに伴って類似法を用いるとか、新しい分野に進むことが自ら薦められる長期予報の今後のおゆまねばならない道ではないでしょうか。



## 長期予報への一提言

山本主夫(大阪)

グロース・ベッターに寄稿するようお誘いを受けましたが 私はどちらかといえば懐疑派で 初期値で長期にわたる気象現象が記述されるとは今の所考えていないので 1月の気象要素からたとえば4月の気象要素を相関係数にして 0.7 ~ 0.8 程度の統計的方法で予報するというやり方にどうしても同調出来ないのです *forcing function* があってその作用が強くなった時に *epoch* があらわれるのだという考え方にもとづいて長期予報の *frame* をつくっているような次第です 洪水予報の場合の *Unit Hydrograph* のようなものを抽出してみたい

## 長期予報の将来計画

### についての一つの意見

根本順吉(気象庁)

長期予報の将来の発展のために、大気大循環の本質的な理解の必要なことはいうまでもない。しかし予報という具体的対象をとらえた実践活動を考えた場合に、これは一つの必要条件であっても、決して十分条件でないことを強調したい。

ふつう予報の発展のためにはまず解析センターの強化ということが言われるが、解析した結果は予報する

ための一つの手段ないし道具であつて、予報そのものでは決してないのである。予報というのは一つの理想的なモデルを求めたり、既成のカテゴリーにあてはめて現象を解釈することとは本質的にちがったことなのであつて、そこで要求されることは多くの矛盾する結果を総合し、その場所、その時の将来の状態をいうことなのである。決して解析なり、分析なりした結果から、自動的に出てくるものではないのであつて、これは医師の診断に非常によく似た実践であり、その発展は単に認識の学的面からの強化だけにつきるものではない。その点も考慮した発展のための強化策として、従来ほとんど言われていない予報センターの設立、強化を主張したい。このセンターで実施すべき内容は次の通りである。

1. 過去において得られた事実や、理論的基礎を、ある目的に合った予報に使うために、どう総合化するか、多くの解析結果から予報に必要な事実をどう選択してゆくかを考える、いわば予報そのものについて考えてゆく部門。この部門をたとえば研究所に持ってゆくというようなことが言われるが、これは実践の立場からまったくナンセンスである。自分でやることの本質を自分で考えなくてはならないのは当然だろう。

2. 実際的体験を豊富にするために、多くの予報官の訓練、養成、討

議の場としての部門、医者がいえばインターン・コースのようなもの、これが現在の大学における解析を中心とした再教育とまったくちがうことはいうまでもない。大学ではこのようなことを実施することは、教師がいないから不可能である。

3. 現在の現象に対して、新鮮な感覚をもって対処するため、月々の天気現象をまとめ、異常気象の場合は、単に災害の面のみからではなく、現象そのものから十分解析調査し、このような資料を蓄積してゆく部門、ならびにその結果をたえず公表し、共通の討議にゆだねる機会をつくること。あくまでも、その台風、その異常気象、その寒波の特殊性についての調査。これが一般的なモデルを求める研究とは全くちがうものである。

4. 予報のはずれた場合について、徹底的に反省し、二度と同じあやまりをしないようにするための、検討会のひんぱんな開催。年1回の検討会では全く不十分なことはいうまでもない。

5. 予報の方法は対象の特質を反映して進められなくてはならぬことはいうまでもないが、無駄な努力をできるだけなくするためには数理統計部門の普及訓練が必要である。この部門では、また予報の経済効果についてのほとんど未開拓な分野の研究も十二分に行なわなくてはならないであろう。

# 成層圏と対流圏との関連について

## (理論的研究の現段階：概報)

相原正彦

最近になって、予報期間を延長することが問題となるにつれて、定常場に  
関連のある長波、超長波の役割りが注目されてきている。それらが地形や海  
陸分布に伴う冷熱源により大きく支配されていることはこれまでに知られて  
いるところであり、超長波と成層圏内の運動との関係も追いつき、明らか  
にされてきている。ところで、これまでの短期間の予報は主として対流圏内の  
大規模運動に限定されて、成層圏のえいきょうは通常考慮されていない。こ  
れは成層圏内の運動はその速度が小さいため、まず対流圏内の運動にはえい  
きょうを及ぼすまいという考えによっていた。たとえば、偏西風内の波動じ  
ょう乱の発達減衰をきめる基準を求める際、実際には偏西風は圏界面以上で  
は風速を減少させているが、これを無視して大気の上層まで一様に風速が増  
しているとして計算しても結果には大差はない。これは *Charney (1947)*  
がまず計算でたしかめた。その後、幾人かの人により、実際に偏西風が圏界  
面以上で減少している様子をとり入れて対流圏内の波動じょう乱の安定度基  
準が求められた。そのうちの一人、*Gates (1957)* によれば、初期の発達  
率が、成層圏の存在を考慮することにより幾分かおさえられ、定性的な点には  
えいきょうしないということであった。一方高層観測資料の蓄積と、それら  
の解析を通して成層圏内の運動がだんだんと明らかにされてきた。それによ  
れば冬季北半球の成層圏の 25 mb, 50 mb 面では北極よりやや片寄った  
ところに中心をもつ極低気圧とそれを取り巻いて流れる波数 1, 2 程度のき  
わめて簡単なパターンで代表される。冬が違むにつれていわゆる、極夜ジェ  
ットが形成、発達し対流圏のそれと同様にメアンダーやまた *cut off* などの  
現象を呈する。冬の終わりから春のはじめにかけていわゆる、突然暖化の  
現象とともに冬のパターンの特徴である極を取り巻く簡単な循環は分裂して、  
波数の小さい渦を形成する。夏は極高気圧を取り巻く簡単なパターンで表わ  
され、冬の場合よりも変化がなく、定常的に持続する。突然暖化や極夜ジェ  
ットの破壊などについてはくわしい解析がいくつかなされ、特に最近各種エ  
ネルギーの収支について定量的議論がされるようになった。一般流の運動エ  
ネルギーが多量に消滅し、それがじょう乱の運動エネルギーやポテンシャル

エネルギーの形で表われてこないため、これらのエネルギーがどのような形で系外に出たか、特に垂直方向のエネルギー輸送などが注目されてきた。成層圏のえいぎょうはそれ程対流圏内の運動には及ばないらしいことは想像されていたが、その逆についてはどうであろうか。潮汐作用や、対流圏内の内部重力波はその運動エネルギー密度を減少させながら上方にエネルギーを伝える。Hines (1960)の示すところによると、電離層内の実測値に認められる不規則性の多くは対流圏内の内部重力波により説明できるという。特に電離層の高度では起潮力以外に波を発生させる明白な機構はないが、これは振動数が低いいため、対流圏の大きいエネルギーに起因して波が起ることを示唆した。Charney 及び Drazin は、前に述べたように下部成層圏の運動は超長波程度のスケールであることから、対流圏のプラネタリー波との関連に注目した。特に、対流圏内のプラネタリー波は大気の運動エネルギーの大きな部分をもつからである。しかし、諸種の状況から推して、このスケールではそれ程、エネルギーを上方に伝播するまいと考えられる。それは、もし対流圏下層の運動エネルギー（密度は  $10^3 \text{ erg cm}^{-3}$  程度）が殆んど減衰せずに上方に伝播し、摩擦等によってたとえば  $100 \text{ km}$  の高さで熱に変換したとすれば、密度は  $10^{-6}$  程度になっているので、気温を約  $100,000 \text{ }^\circ\text{K}$  上げることになる。このような温度では大気的大部分は地球の重力をふりきって逃げてしまう。地球大気に太陽でみられるようにコロナの如き現象が起らない事実は、大規模運動のエネルギーは下層に止まって、上層には殆んど伝播しないことが推測される。逆の向題、すなわち上層から下層へのエネルギー伝播については、プラネタリースケールの運動ではあまり調べたものはない。数値予報の初期に Charney (1949) は垂直方向のエネルギー群速度を求めて、中緯度で最大約  $5 \text{ km/day}$  であることを見出した。大山 (1958) はこれを静止大気中のパルスの垂直伝播に拡張して、太陽現象と天気についての直接関係について否定的結論を得ている。彼等の研究は、帯状流の存在については考慮せず、静止大気について得られたものである。Charney 及び Drazin はしかしながら一般流の垂直構造が下層エネルギーの上層への伝播に対して決定的であることを示している。次に彼等の論文に従って一般論を述べ、それを各季節ごとの資料に基づいて大気に適用し、エネルギーの透過率やその大体の量、成層圏内の運動と対流圏内のそれとの関連について言及する。なお、この論文は長いもので、その忠実な訳文は桜庭博士によりなされ、すでに地球物理学文献抄 10 巻 5, 6 号に掲載されているので、一読をおすすめする。ここでは議論の細かい点は割愛し大きな筋道をたどり、推理と主な結

論と向懸点について考えてみたいと思う。

対象とする運動は、プラネタリー・スケールで時間的変動は地球の回転周期よりも大きい波動じょう乱に限る。このようなスケールの運動では、ロスビー数

$$R_o = U/\Omega S$$

$U$ ,  $S$  は代表的風速及び水平スケール,  $\Omega$  は地球の角速度,  $R_o$  は 0.1 またはそれ以下となり, 風には準地衡風近似, 垂直方向には静力学の式でおおむね考えることができる。断熱変化を仮定すると, このような運動はうず度方程式及び熱力学方程式によって表わされ,  $x, y, z$  座標系では微小項を省略して

$$\begin{cases} \frac{D}{Dt}(\zeta + f) = f \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} w) \\ \frac{D}{Dt} \ln \theta + w \frac{\partial}{\partial z} \ln \theta = 0 \end{cases} \quad (1)$$

$\zeta$  は相対うず度の垂直成分,  $w$  は垂直速度,  $\theta$  は温位, そして  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla$  二次元個別演算子である。バーは水平平均を示す。さて, 上の式からプラネタリー・スケールのじょう乱を支配する式を導くが, それには摂動法を用いる。基本場の温位分布は次のような分布を仮定する。

$$\ln \theta_o = \ln \bar{\theta}(z) + \gamma A(z)$$

添字  $o$  は基本場の量であることを示す。温度風の関係から, 一般流の垂直シアーは高さのみの関数で

$$\frac{dU_o}{dz} = -\frac{g}{f} A(z)$$

これらの量をもとにして, (1) より流線函数  $\psi$  を導入して摂動方程式を導くと次の通りになる。

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_o \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = f_o \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right) w \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_o \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{dU_o}{dz} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{N^2}{f_o} w = 0 \end{cases} \quad (2)$$

ただし,  $\mathbf{V} = \mathbf{k} \times \nabla \psi$ ,  $\zeta = \nabla^2 \psi$ ,  $\frac{1}{H} = -\frac{\partial}{\partial z} \ln \bar{\rho}$ ,  $N^2 = g \frac{\partial}{\partial z} \ln \bar{\theta}$  .

$N^2$  は安定成層中で流体粒子を垂直方向に仮想変位させたとき重力による復元力で起る振動数を示す。H はスケール高度で,

$$\frac{1}{H} = \frac{g}{RT} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \approx \frac{g}{RT}$$

また平均密度は指数函数， $\bar{\rho}(z) = \bar{\rho}(0) e^{-\frac{z}{H}}$  で充分近似される。擾乱量について

$$(\psi, w, v) = (X(z), W(z), V(z)) e^{i(kx + ly - ct)} \quad (3)$$

の形を仮定して，さらに(2)より $w$ を消去すると，擾乱の風の南北成分の垂直分布 $V(z)$ を定める微分方程式を得る。

$$f_0^2 \left( \frac{d}{dz} - \frac{1}{H} \right) \left\{ \frac{1}{N^2} \left[ (u_0 - c) \frac{dV}{dz} - \frac{du_0}{dz} V \right] \right\} - (k^2 + l^2) (u_0 - c - u_c) V = 0 \quad (4)$$

$$u_c \equiv \frac{\beta}{k^2 + l^2}, \quad \text{ロスビー波}$$

また方程式(2)に対するエネルギー方程式をあげると

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \int \left[ \frac{1}{2} \bar{\rho} (u^2 + v^2) + \frac{1}{2} \bar{\rho} \frac{f^2}{N^2} \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] d\tau \\ &= - \int \bar{\rho} uv \frac{du_0}{dy} d\tau + \int \bar{\rho} \frac{f^2}{N^2} v \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{du_0}{dz} d\tau - \left[ \int \bar{\rho} f \psi w dS \right]_{z=z_1}^{z=z_2} \end{aligned} \quad (5)$$

となり，右辺第3項は  $- \left[ \int \bar{\rho} w dS \right]$  の形にも書ける。これはエネルギーが考慮する体積内に流れ込む割合を示す。今後の議論のもとになるのは(4)式であるが，これを本質をわかりやすくするために次のように変形する。

$$\frac{d^2 \Xi}{dz^2} + n^2 \Xi = 0 \quad (6)$$

ただし，

$$\left\{ \begin{aligned} \Xi &\equiv \sqrt{\frac{\bar{\rho}}{N^2}} \cdot V \\ n^2 &\equiv - \left\{ \frac{(k^2 + l^2) N^2}{f_0^2} + \sqrt{\frac{N^2}{\bar{\rho}}} \frac{d^2}{dz^2} \sqrt{\frac{\bar{\rho}}{N^2}} \right\} + \frac{N^2}{u_0 - c} \left\{ \frac{\beta}{f_0} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d}{dz} \left( \frac{\bar{\rho}}{N^2} \frac{du_0}{dz} \right) \right\} \end{aligned} \right.$$

または

$$\frac{d^2 \Xi}{d\zeta^2} + \nu^2 \Xi = 0 \quad (7)$$

$$2H_0 \zeta \equiv z, \quad \nu \equiv 2H_0 n$$

これは波動現象の問題で屈折率 $\nu(\zeta)$ が変化するときの一次元波動伝播の式と同じ形式である。よく知られているように， $\nu^2 < 0$ では $\Xi$ は $z$ について指数函数形となり， $\nu^2 > 0$ のところでは三角函数形となる。前者では(3)より

かるようにじょう乱の振幅は高さによって異なるが、波面は $x$ ,  $y$ 面に垂直で進行方向は $x$ ,  $y$ 面に平行な二次元波動となる。後者では波面が傾斜して $z$ 方向上下にエネルギー伝播の許される三次元波動となる。前者( $\nu^2 < 0$ )を垂直方向に *mode* をもたず一様に動くので外部波、後者は多くの *mode* をもち得るが、これを内部波ともいう。従ってどのような風速及び密度(または温度)分布のときに如何なるスケールの波に対して $\nu^2$ が正となるかという点に向題の焦点がしぼられる。簡単な例として一定風速の等温大気における(4)の解を求めて、それによってエネルギー垂直伝播がどのようなスケールの波で起るかをみてみよう。(4)式はこの場合

$$\frac{d^2 V}{dz^2} - \frac{1}{H} \frac{dV}{dz} - \frac{\beta N^2}{f_0^2} \frac{(u_0 - u_c - c)}{u_c(u_0 - c)} V = 0$$

で  $u_0$ ,  $H$ ,  $N^2$  は定数である。解は容易に次のように与えられる。

$$V = (Ae^{in_z z} + Be^{-in_z z}) e^{\frac{z}{2H}}$$

$$n^2 = -\frac{1}{4H^2} - \frac{N^2}{f_0^2} \left\{ (k^2 + l^2) - \frac{\beta}{u_0 - c} \right\}$$

$c$  が実数のとき内部波 ( $n^2 > 0$ ) の条件は

$$0 < u_0 - c < u_c \quad (8)$$

また,  $(u_0 - c) < 0$  または  $(u_0 - c) > u_c$  ならば外部波となる。

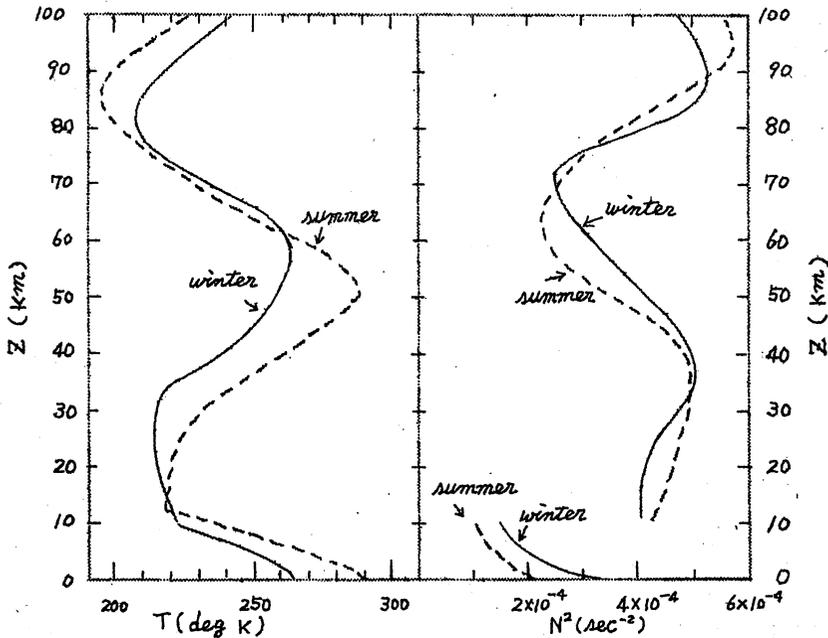
$$u_c \equiv \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{4H^2 N^2}} \quad (9)$$

$4^2 N^2 = \left(\frac{g}{\gamma}\right) gH$  であり  $u_c$  は温度にあまり関係なく波数のみで定まる。波数の小さい波, すなわち, 波長の長い波がエネルギーの上方伝播に有効であることが, (8), (9) より容易に推測される。Charney 及び Drazin はこのほかに(4)の一敏流が一定のシアーをもつ場合や, 密度が高さの指数函数の場合などいくつかの特殊例について厳密解及び漸近解を求め, それらの場合でも内部波の条件は定性的に(8)の形式で与えられることを示している。また, 大気を一定のシアーをもつ対流圏と風速一定の成層圏という簡単な二層に考えて, 波長  $10^4$  km, 地表での強制上昇流  $w_0 = 0.2$  cm/sec として上層に伝播するエネルギー流束は約  $4 \text{ joule m}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  程度であることを算出している。これは対流圏内の摩擦層で消費される運動エネルギーに匹敵する。

次いで、プラネタリー波発生の原因について述べ、海陸分布や地形による定常的強制じょう乱と、流体内部の傾圧不安定によるじょう乱について調べている。後者は、これまでの安定度理論の解から外部波であることを結論し、それ以後は長波の強制定常じょう乱 ( $c=0$ ) に議論を限定している。話が定常じょう乱に限られると、 $m^2$  の表現式よりわかるように一般流速  $U$ 。及び温度分布からどの波長に対して  $v^2$  が正となるかを調べることは、実際資料を用い数値的に比較的容易に求められる。(9)式で  $k = 2\pi/L$ ,  $l = \pi/D$  として  $L = 14,000 \text{ km}$ ,  $D = 10,000 \text{ km}$  とする。等温大気に対する  $N^2 = 4 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-2}$  の値を仮定すると、 $U_c$  は  $38 \text{ m/sec}$  より小となる。地球の曲率を考慮しても、この値に変わりはない。また、(8)で  $c=0$  のため偏東風帯ではエネルギーの上方伝播は期待されず、偏西風帯でも風速が強い冬には(8)の不等式が満たされぬことが容易にわかる。

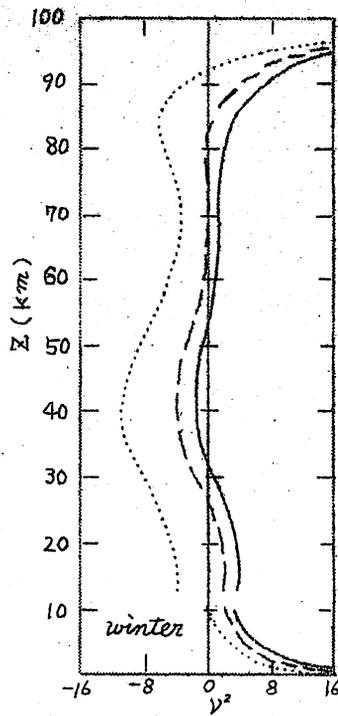
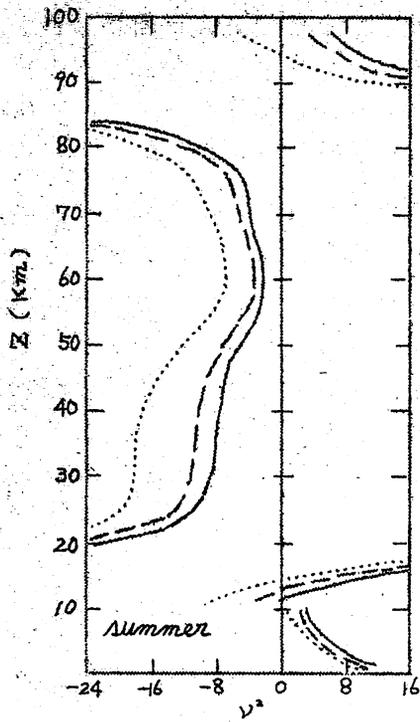
さて、Charney 及び Drazin は資料として Murgatroyd (1957), Kochanski (1955), Batten (1960) 等の限られた期間及び地域にわたる解析を用いて、四季についての  $v^2$  を算出した。

第1~3図から容易にわかるように、プラネタリー波によるエネルギーの上方伝播は偏西風の強い冬にはないことがわかる。すなわち、成層圏内の波



第1図 夏及び冬の平均温度(T), 及び振動数( $N^2$ )

(北緯  $30^\circ \sim 60^\circ$  向の平均値)



第2図 夏及び冬季の屈折率  
(30°~60°N 平均値).

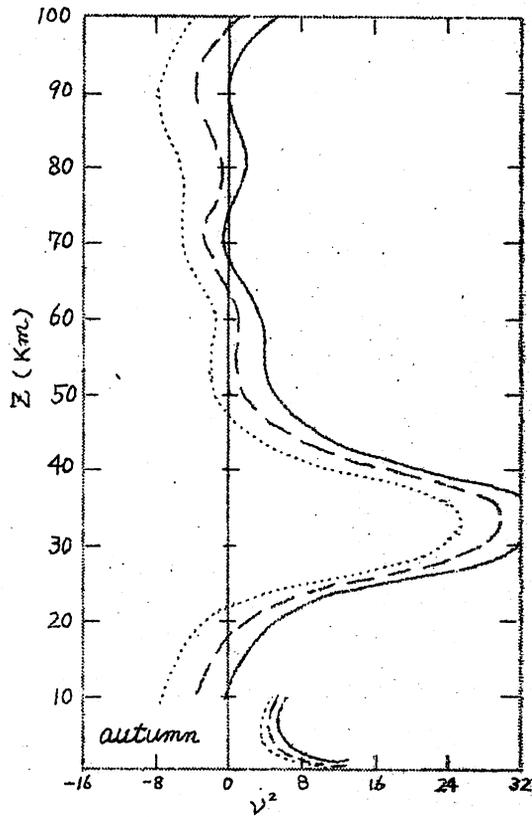
点線  $L = 6,000 \text{ km}$

破線  $L = 10,000 \text{ km}$

実線  $L = 14,000 \text{ km}$

第3図 秋(9~12月)の屈折率.

曲線の意味は第2図と同じ.



動運動の卓越する冬季には、全く下層からのエネルギー流入は期待されず、上層の運動のエネルギー源については説明されないままに残されている。エネルギーの流入は春または秋の短い期間でなければならない。

はじめに簡単にふれたように冬季の高緯度地方の上層には極夜ジェットが形成され発達する。これは加熱の効果などの考えられないような時期に起こり、発達につれて小さなじょう乱を作る。比較的变化の少ない成層圏内の運動で冬の終わり頃に起こる突然暖化や、冬のパターン破壊は時間的な速さの故に何等かの流体力学的不安定に起因するのではないかと考えられた。

Murray (1960) はこれを極夜ジェットに伴う傾圧不安定と考えて計算したが、答は否定的であった。さらに、25mb面でのジェットの分布に対して傾圧不安定性を調べ、Rayleighの意味の必要条件をみたしていることを見いだして、水平シャーの重要性を示唆した。これは Charney - Stern (1962) により Internal jet の場合に適用され、一級流が水平垂直方向にシャーをもつときの一級化された Rayleigh の条件という形で基準が求められたが、極夜ジェットの破壊に果たして有効であるかどうか、まだ確定的でないようである。成層圏内の運動の様相は高層資料の蓄積とともに明らかにされてきているが、それに対する満足な物理的説明は与えられていないように思われる。今後多くの問題が残されているようである。

## 事務局よりお知らせ

昭和39年2月14日現在の会員数は253名で、2巻の総頁数210頁ぐらいいま印刷できるように発展してきました。特に印刷費、用紙等については格別の配慮をいただき、また皆様のご協力により下記の会計の枠内で活動してきました。

$$\text{収入}(79,870) - \text{支出}(67,280) = 12,590 \text{円}$$

今後本誌の編集についても皆様に親しまれるように内容を良くし、皆様のお役に立つよう、頁数も増し(発行回数も増し)、寄稿者にささやかなお礼ができるようにしたいなどの意見が出されています。しかし一方、印刷費等の値上がりも見込まれ、運営はかなり苦しくなりますので、会費未納の方はどうかお忘れなくご協力下さいませようお願いします。

# 大気の平均状態の研究

(A Diagnostic Study of the Mean State of the Atmosphere)

Barry Saltzman and M. Sankar Rao

Journal of the Atmospheric Sciences. Vol. 20, Sept.,  
1963, pp. 438 - 447

## 要 約

potential vorticity equationの各項の大きさを、北半球の1月と7月の normal 天気図で計算した。45°N に沿う計算から、非対称な擾乱に対する全 forcing function を求めた。平均の南北流と気温の 30, 45 および 60°N に沿う断面図と、normal な安定度の目安の半球的分布を示した。

### 1. 記号

$\dot{q}_F$  = 単位質量あたりの伝導と摩擦による加熱の割合

$\dot{q}_R$  = " " " " " " " " " " " "

$\dot{q}_E$  = " " " " " " " " " " " "

$\Gamma = \left( \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{RT}{c_p p} \right)$  (安定度の目安)

$K = \Gamma^{-1}$

$\overline{(\quad)} = \tau^{-1} \int_0^\tau (\quad) dt$  (時間平均,  $\tau$  は時間間隔)

$(\quad)' = (\quad) - \overline{(\quad)}$  (時間平均からの偏差: transient)

$(\quad)_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \overline{(\quad)} d\lambda$  (時間平均量の zonal な平均)

$(\quad)_1 = \overline{(\quad)} - (\quad)_0$  (時間平均量の zonal な平均からの偏差)

(他の記号は慣例に従っているので略した。)

### 2. まえがき

大気中の要素の長期間の平均的分布を支配する potential vorticity equation は次のように書ける (Saltzman 1962, p. 178, Eq. 12 参照):

$$\bar{v} \cdot \nabla \bar{s} + \beta \bar{v} + f \frac{\partial}{\partial p} (\bar{K} \bar{v} \cdot \nabla \bar{T}) - \bar{s} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} + \bar{K} \cdot \nabla \bar{\omega} \times \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} = F \quad (1)$$

二二で

$$F = \left[ f \frac{\partial}{\partial p} (\bar{K}Q) + \frac{1}{a \cos \phi} \left( \frac{\partial Y}{\partial \lambda} - \frac{\partial X \cos \phi}{\partial \phi} \right) \right] \quad (2)$$

また

$$Q = \left[ \frac{\bar{\delta}_F + \bar{\delta}_R + \bar{\delta}_E}{c_p} - \left( \frac{\partial \bar{u}'T'}{a \cos \phi \partial \lambda} + \frac{\partial \bar{v}'T' \cos \phi}{a \cos \phi \partial \phi} + \frac{\partial \bar{\omega}'T'}{\partial p} + \frac{R}{c_p p} \bar{\omega}'T' \right) \right]$$

$$X = \left[ \bar{x} - \left( \frac{\partial \bar{u}'^2}{a \cos \phi \partial \lambda} + \frac{\partial \bar{u}'v' \cos \phi}{a \cos \phi \partial \phi} - \frac{\tan \phi}{a} \bar{u}'v' + \frac{\partial}{\partial p} \bar{u}'\omega' \right) \right]$$

$$Y = \left[ \bar{y} - \left( \frac{\partial \bar{v}'^2}{a \cos \phi \partial \lambda} + \frac{\partial \bar{v}'^2 \cos \phi}{a \cos \phi \partial \phi} + \frac{\tan \phi}{a} \bar{v}'^2 + \frac{\partial}{\partial p} \bar{v}'\omega' \right) \right].$$

この式は平均量に関して対称な場（すなわち zonal な平均）と非対称な場（すなわち zonal な平均からの偏差）を支配する二つの式に分けることが出来る。

非対称な平均場のじょう乱を取り扱うことにする：

すなわち，時間平均場のじょう乱についてだけ着目すると上述の式は以下のようなになる。

$$\begin{aligned} & \frac{u_0}{a \cos \phi} \frac{\partial \xi_1}{\partial \lambda} + \left( \beta + \frac{\partial \xi_0}{\partial \phi} \right) v_1 + f \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{K_0 u_0}{a \cos \phi} \frac{\partial T_1}{\partial \lambda} + \frac{K_0 v_1}{a} \frac{\partial T_0}{\partial \phi} \right] \\ & + \left\{ (v_1 \cdot \nabla \xi_1)_1 + f \frac{\partial}{\partial p} \left[ K_0 (v_1 \cdot \nabla T_1)_1 + (K_1 v_1 \cdot \nabla T_1)_1 + \left( \frac{u_0 K_1}{a \cos \phi} \frac{\partial T_1}{\partial \lambda} \right)_1 \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \left( \frac{K_1 v_1}{a} \frac{\partial T_0}{\partial \phi} \right)_1 \right] + \frac{v_0}{a} \frac{\partial \xi_1}{\partial \phi} \right. \\ & \left. + f \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{K_0 v_0}{a} \frac{\partial T_1}{\partial \phi} + \frac{K_1 v_0}{a} \frac{\partial T_0}{\partial \phi} + \left( \frac{K_1 v_0}{a} \frac{\partial T_1}{\partial \phi} \right)_1 \right] \right. \\ & \left. - \left( \bar{\xi} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} \right)_1 + \left( \bar{K} \cdot \nabla \bar{\omega} \times \frac{\partial \bar{V}}{\partial p} \right)_1 \right\} = F_1. \quad (3) \end{aligned}$$

われわれの目的は(3)式の測定できる項の観測値による *scale analysis* を行ない，これらの測定値を用いて，中緯度の全 *forcing function*  $F_1$  を推定し，また  $v_1$  と  $T_1$  の場の断面図と， $\bar{K}$  によって測られる平均状態の安定度の場を示すことである。これらの量を研究することは，大気中で観測される三次元の気候学的平均場の維持を理解するのに必要である。基礎の議論は二つの前の論文 (Saltzman 1961, 1962) にあり，以下これらをそれぞれ (I) および (II) と呼ぶことにする。

(3)にある項を次の記号で示す：

$$\begin{aligned}
\Phi^{(1)} &\equiv \frac{u_0}{a \cos \phi} \frac{\partial \xi_1}{\partial \lambda}, & \Phi^{(2)} &\equiv \frac{v_1}{a} \frac{\partial \xi_0}{\partial \phi}, & \Phi^{(3)} &\equiv f \frac{\partial}{\partial p} \left[ K_0 \left( \frac{u_0}{a \cos \phi} \frac{\partial T_1}{\partial \lambda} \right. \right. \\
&+ \left. \left. \frac{v_1}{a} \frac{\partial T_0}{\partial \phi} \right) \right], & \Phi^{(4)} &\equiv (V_1 \cdot \nabla \xi_1)_1, & \Phi^{(5)} &\equiv f \frac{\partial}{\partial p} \left[ K_0 (V_1 \cdot \nabla T_1) \right], \\
\Phi^{(6)} &\equiv f \frac{\partial}{\partial p} \left[ K_1 (V_1 \cdot \nabla T_1) \right], & \Phi^{(7)} &\equiv f \frac{\partial}{\partial p} \left[ K_1 \left( \frac{u_0}{a \cos \phi} \frac{\partial T_1}{\partial \lambda} + \frac{v_1}{a} \frac{\partial T_0}{\partial \phi} \right) \right], \\
\Phi^{(8)} &\equiv \left\{ \frac{v_0}{a} \frac{\partial \xi_1}{\partial \phi} + f \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{K_2 v_0}{a} \frac{\partial T_1}{\partial \phi} + \frac{K_1 v_0}{a} \frac{\partial T_0}{\partial \phi} + \left( \frac{K_1 v_0}{a} \frac{\partial T_1}{\partial \phi} \right)_1 \right] \right\}, \\
\Phi^{(9)} &\equiv \left[ - \left( \bar{\xi} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} \right)_1 + \left( \bar{\omega} \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial p} \right)_1 + \left( K \cdot \nabla \bar{\omega} \times \frac{\partial V}{\partial p} \right)_1 \right]
\end{aligned}$$

従って (3) は次のように書ける:

$$\sum_{n=1}^9 \Phi^{(n)} = F_1.$$

今ある資料は  $\Phi^{(8)}$  と  $\Phi^{(9)}$  を直接計算するには適していないので、これらは計算しなかった。これらの項は無視できるほど小さい。

(II) の 180 頁に示したように、 $F_1$  を (2) の各項を表わす七つの成分に分けることができる ( $F^{(1)}$ , -----,  $F^{(7)}$  で表わす)。このうち大規模な擾乱による、顕熱と運動量の水平輸送の効果を表わす成分は  $F_1^{(3)}$  と  $F_1^{(6)}$  で、次式で与えられる:

$$\begin{aligned}
F_1^{(3)} &= -f \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{1}{f} \nabla \cdot \nabla' \cdot T' \right)_1, \\
F_1^{(6)} &= -\frac{1}{a^2 \cos \phi} \left[ \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{\partial}{\partial \lambda} \overline{u'v'} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'^2} \cos \phi + \overline{u'^2} \sin \phi \right) \right. \\
&\quad \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} \cos \phi - \overline{u'v'} \sin \phi \right) \right]_1.
\end{aligned}$$

この  $F_1^{(3)}$  と  $F_1^{(6)}$  の最初の計算結果は、(II) の論文で示した。

### 3. 資料と計算方式

用いた資料は、英国気象局の Goldie, Moore, Austin (1958) と Heastie, Stephenson (1960) によって作られた、1月と7月の北半球の平均高度と気温である (1949 - 1953 年の4年間の平均)。

用いた値は 700, 500, 300, 200 および 100 mb 面で、15°N と 80°N の間を緯度経度 5° ごとに読み取ったものである。

水平の微分は  $\lambda$  と  $\phi$  に対しては 10° の定差で計算し、垂直の微分は標準気

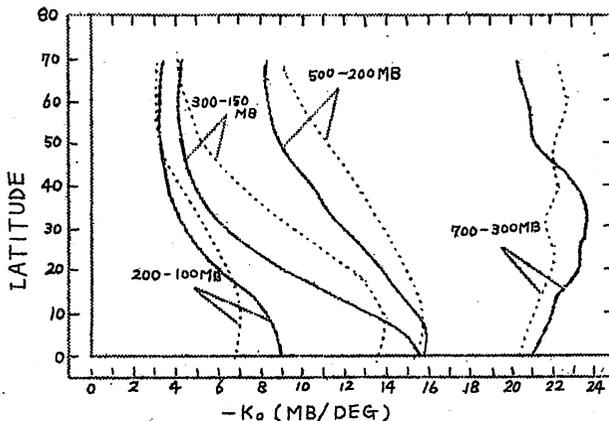
圧面の向で求めた。

#### 4. 結果

第1, 2および3図は, 地衡風で計算した1月と7月の30, 45 および60°Nに沿う  $\psi_1$  と  $T_1$  の東西断面図である。谷と峰の位置は, 海面気圧 (Technical Paper No. 21, U.S. Weather Bureau) を用いて700mb面から外挿した。1月のじょう乱は特に下層で, 高度とともに西に傾斜しているが, ヨーロッパにある谷は例外である。他方7月には, 平均のじょう乱は西に傾斜するのが小さく, 東に傾斜しているものも見られる (Gilchrist, 1953 参照)。この断面図は Salzman (1957), Eliassen (1958), Van Mieghen, Deprise, Van Isacker (1960) によって与えられた, フーリエによる解析と比較するとよい。

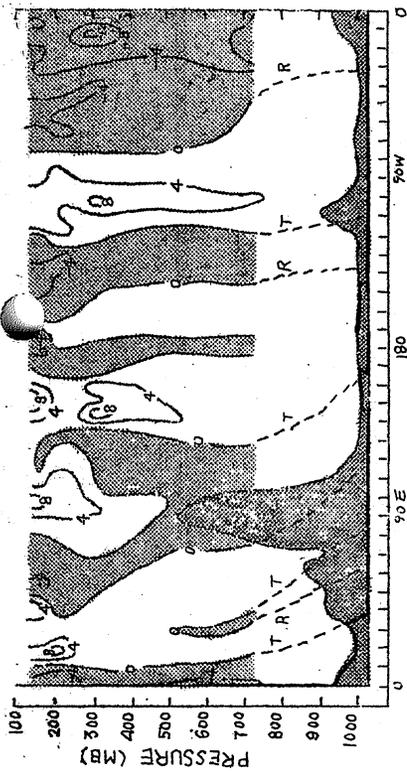
期待されるように, 気温偏差  $T_1$  の場合は海陸分布と密接な関係があり, 夏には大陸気団の上で, また冬には海洋気団の上で比較的暖かい。さらに冬には, 下層の気温変化の二波長型が, 成層圏で一波長型になる傾向のあるのが見られる (Wilson と Godson, 1963 参照)。このことはより大きなヨーロッパの大陸気団と比較して, 北米の大陸気団の有意性が高度とともにうするぐことを意味しているように思われる。なお,  $T_0(\phi, p)$  (これから  $\bar{T} = T_0 + T_1$  が計算できる) の値が Goldie, Moore, Austin (1958) によって与えられている。

第4図は 700-300, 500-200, 300-150 および 200-100 mb 層の zonal に平均した安定度の目安  $K_0$  の南北分布であり, 第5図から12図は同じ層の  $K_1 = \bar{K} - K_0$  の分布である (第5図と第9図以外は省略した)。

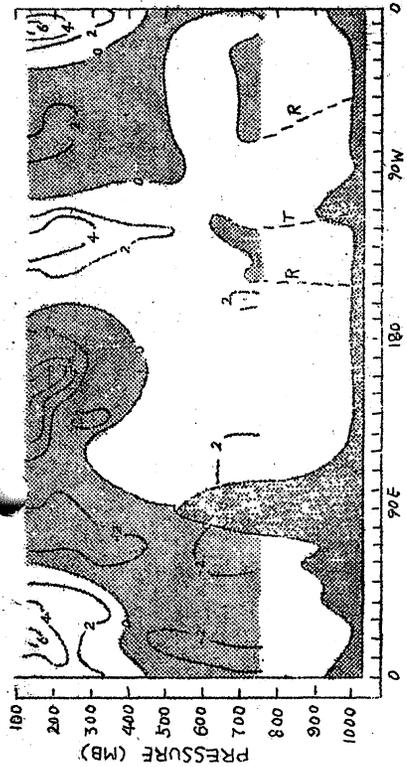


第4図  $(-K_0)$  の南北分布。値が大きいほど安定度が減少することを示す。実線は1月, 点線は7月の値。単位:  $\text{mb deg}^{-1}$

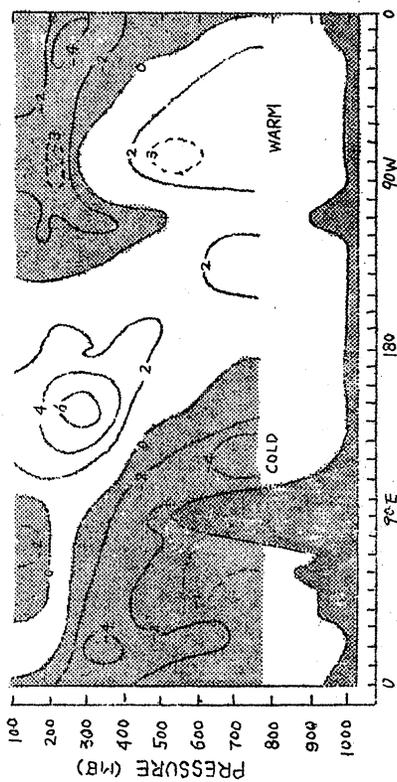
得られた値は, Gates (1951) が求めた米国の上の  $(-T_0^{-1} \partial \theta / \partial p) = -\bar{K}^{-1}$  の値とよく一致している。特に気付くことは, 米国南西部 (およびサハラ上) の7月の700-300 mb 層の安定度の極小である。この層で1月に二つの大陸の西海岸近くにある安定度の



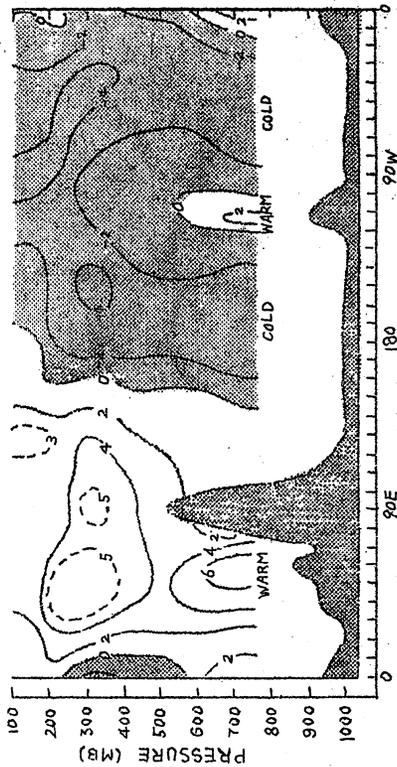
第1-a 圖  $v_t$ , Jan., 30°N



第1-b 圖  $v_t$ , Jul., 30°N

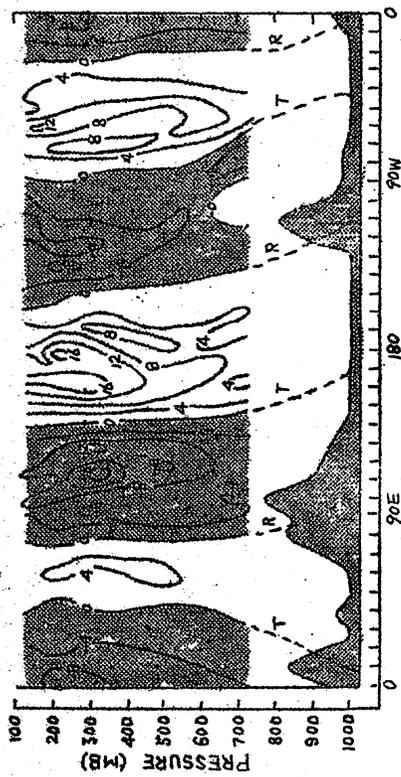


第1-c 圖  $T_r$ , Jan., 30°N

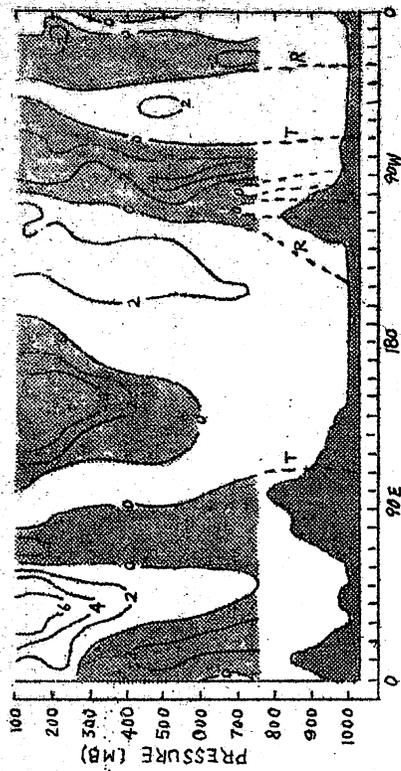


第1-d 圖  $T_r$ , Jul., 30°N

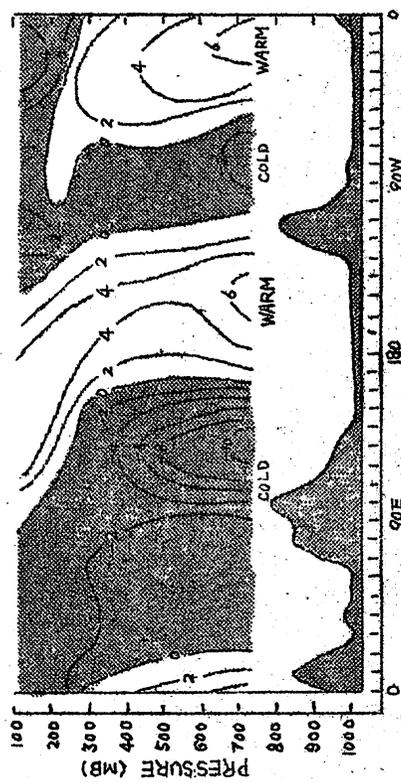
第1 圖  $v_t$  (a & b),  $m/s$ , と  $T_r$  (c & d), °K, の1月と7月の30°Nに沿う断面図。Tは谷, Rは峰



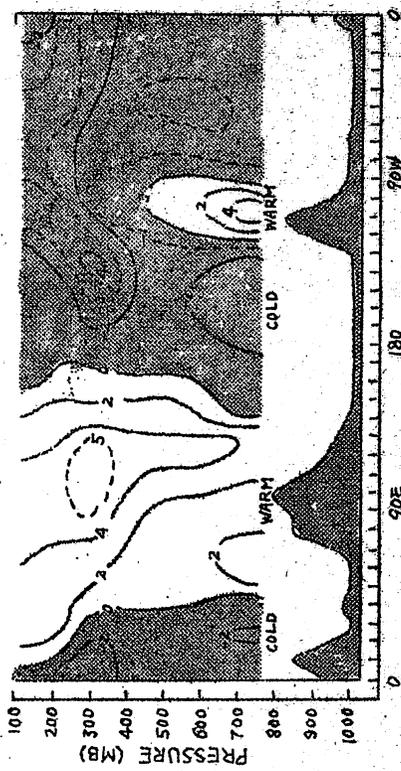
第2-a 圖  $\nu$ , Jan.,  $45^{\circ}N$



第2-b 圖  $\nu$ , Jul.,  $45^{\circ}N$

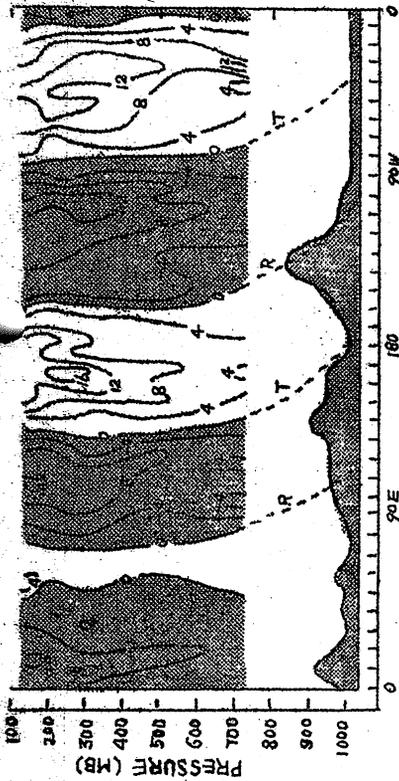


第2-c 圖  $T$ , Jan.,  $45^{\circ}N$

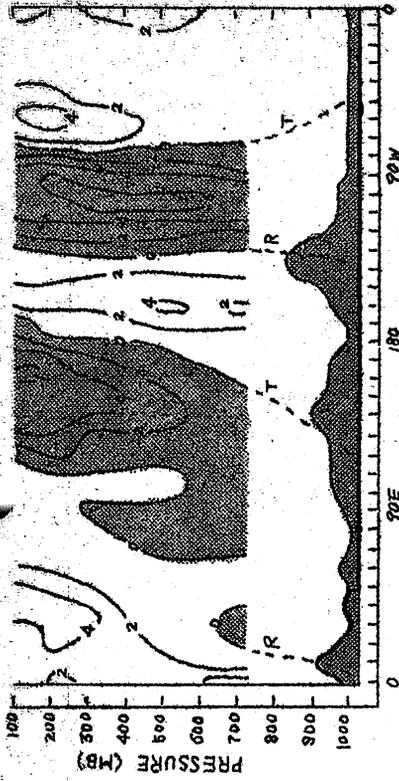


第2-d 圖  $T$ , Jul.,  $45^{\circ}N$

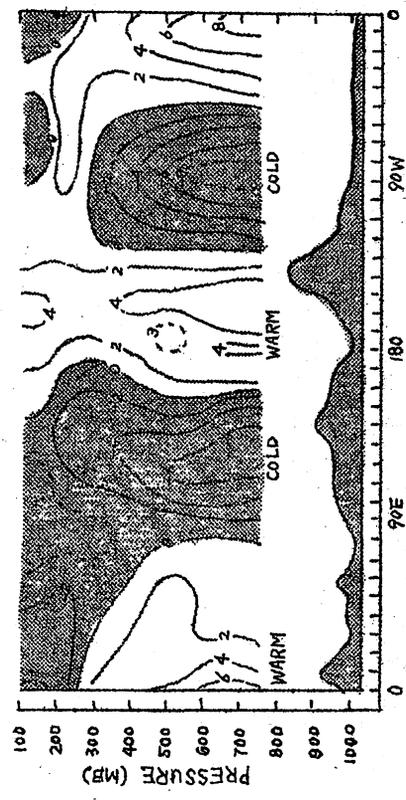
第2 圖 第1 圖と同じで、 $45^{\circ}N$ に沿う断面図



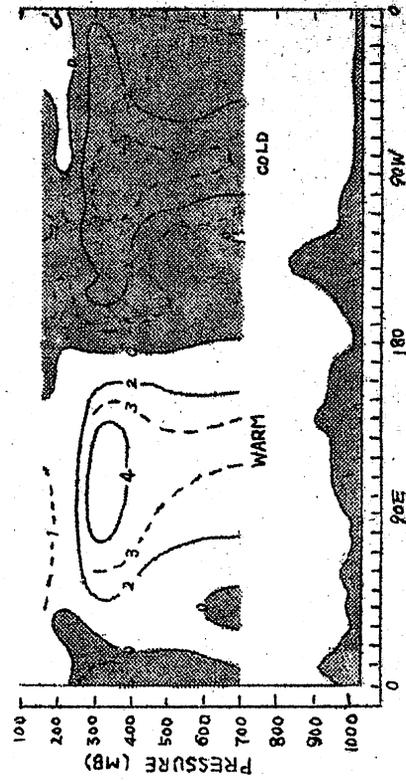
第3-a図  $U_1$ , Jan., 60°N



第3-b図  $U_1$ , Jul., 60°N

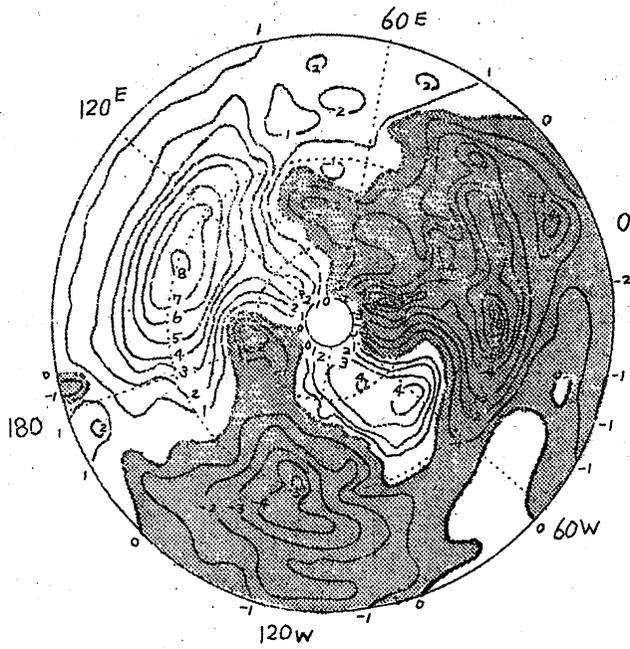


第3-c図  $T_1$ , Jan., 60°N

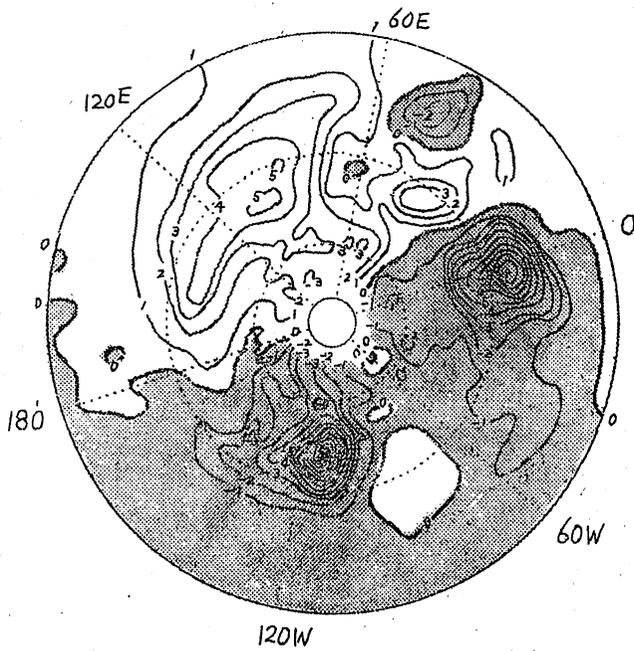


第3-d図  $T_1$ , Jul., 60°N

第3図 第1図と同じで、60°Nに於ける断面図



第5図 700-300mb層の1月の $K_i$ . 単位:  $mb \text{ deg}^{-1}$



第9図 700-300mb層の7月の $K_i$ . 単位:  $mb \text{ deg}^{-1}$

極小と、東海岸近くにある極大が注目される。一般に、安定度の偏差  $K$  は  $zonal$  に平均した安定度  $-K$  とともに、高度が高くなるにつれ減少する。熱帯の高いレベルにおける  $K_1$  のより大きな値は、この区域がなお部分的に対流圏の中にあり、他方極側の区域は全く成層圏の中にある事実を反映している。

*potential vorticity equation* の個々の項の場合、すなわち  $\Psi^{(1)}$ , ...,  $\Psi^{(7)}$  は、700-300, 500-300, 300-200 および 200-150 mb の層で地衡風によって計算した。700-300 mb の層の場合には、三つの線型の項だけを計算した。一つの緯度圏に沿うこれらの個々の項の振幅の目安として、経度  $10^\circ$  ごとの 36 地点の値から標準偏差を計算し、30, 45 および 60 における 1 月と 7 月の結果を第 1 表に示した。線型の項  $\Psi^{(3)}$  と  $\Psi^{(1)}$  および、程度は落ちるが、 $\Psi^{(2)}$  (この主な項は  $\beta$ -項) が卓越した項であることは明らかであるが、非線型項 (特に  $\Psi^{(5)}$ ) がどこでも小さいというわけではない (大きな  $\Psi^{(5)}$  の値の重要な中心が特にベーリング海峡とグリーンランド近くの亜寒帯地方に見られる)。非線型項の和 ( $\sum_{n=4}^7 \Psi^{(n)}$ ) の標準偏差も示したが、比較的大きいことがわかる。中緯度の平均天気図の多くの主な状態は、線型理論モデルによって記述される (Smagorinsky, 1953; Saltyman, 1961, 1963) けれども、観測される平均状態の細かい点を説明するには、高緯度では特に平均のじょう乱の (制限された) 性質を考えに入れなければならないことが結論される。 $\Psi^{(2)}$  と比較して、移流項  $\Psi^{(3)}$  と  $\Psi^{(1)}$  が重要であることは、線型理論の体系の中で、大陸の東海岸近くの平均風速の極大のような現象を表わすことのできる、比較的高次の *harmonics* (すなわち空間的に小さなスケール) を考えに入れる必要があることを示している (Saltyman (1963) を参照のこと)。

第 1 表の最後の列に、前に (II) で報告した [ $F_1^{(3)} + F_1^{(6)}$ ] の推定値の標準偏差を、 $\Psi^{(2)}$  と  $F_1 = \sum \Psi^{(n)}$  の値と比較するために示してある。 $F_1^{(3)}$  と  $F_1^{(6)}$  は 1 年間の 10 月から 3 月までの 6 か月の平均状態に対して計算したもので、ここで考えている 1 月の正しい [ $F_1^{(3)} + F_1^{(6)}$ ] とは、必ずしも一致するわけではないが、しかし両者が大体一致すると仮定すると、その大きさから、大規模な *transient eddy* による熱と運動量の水平輸送による強制効果は、直接の熱と運動量の源 (すなわち輻射、潜熱、摩擦、小規模な垂直の *eddy process*, 山による東西流の転向) による強制効果とともに、平均状態の理論に重要であるにちがいないことが結論される。

(3) の左辺で測ることのできる項を加え合わせて得られた、 $45^\circ N$  に沿う

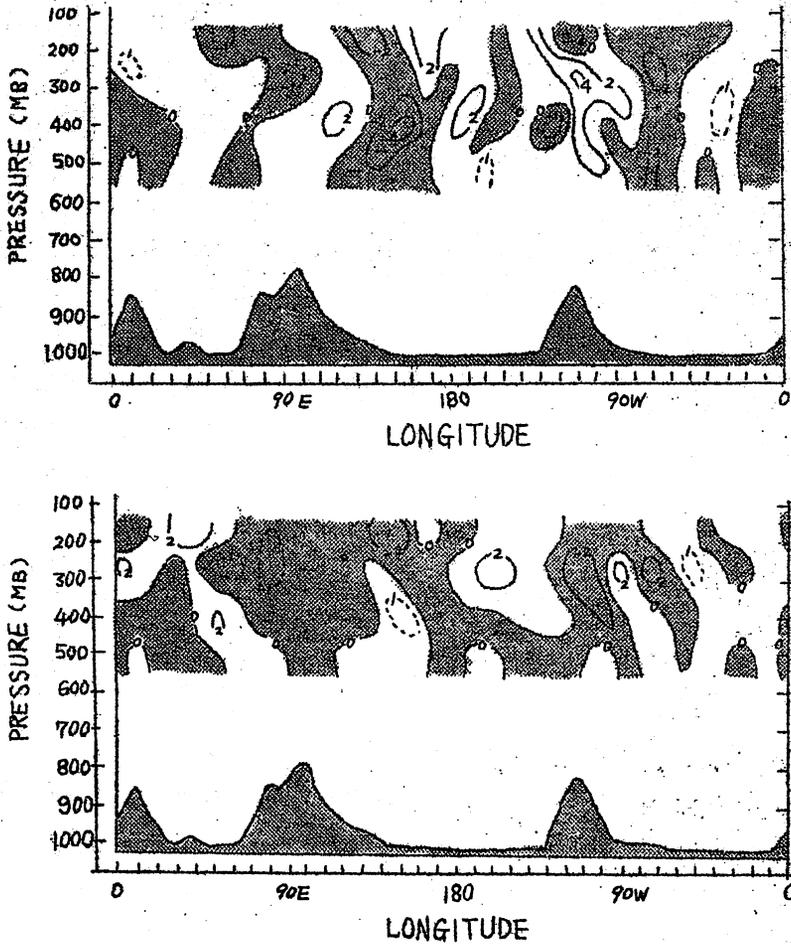
forcing function  $F_1$  の1月と7月の断面図を第13図に示した。1月には二つの大陸の東海岸の上で、 $F_1$  の負の領域が大気の上半分まで卓越しているのが見られ、一方7月には、符号がこれと反対になる傾向が見られる。上層大気と反対符号の非常に大きな  $F_1$  の値が、下層の潜熱の強い遊離と顕熱の *turbulent transfer* にもなつて、この層に見られるのが特徴である。

第1表 平均状態の potential vorticity equation の各項の

緯度圏のまわりの標準偏差。単位： $10^{-12} \text{ sec}^{-1}$

Term	700-300			500-300			300-200			200-150		
	30	45	60	30	45	60	30	45	60	30	45	60
Pressure layer (mb):												
Latitude ( $^{\circ}\text{N}$ ):												
Term	January											
$\bar{\omega}^{(1)}$	84	89	58	127	133	108	175	174	144	225	148	154
$\bar{\omega}^{(2)}$	56	85	36	74	86	59	98	73	75	122	53	85
$\bar{\omega}^{(3)}$	64	91	76	118	145	206	122	124	86	213	141	118
$\bar{\omega}^{(4)}$	-	-	-	31	37	49	42	47	45	39	34	40
$\bar{\omega}^{(5)}$	-	-	-	41	78	141	82	62	61	69	105	69
$\bar{\omega}^{(6)}$	-	-	-	12	17	50	23	14	6	5	12	5
$\bar{\omega}^{(7)}$	-	-	-	36	59	36	44	21	9	17	17	12
$\sum_{n=1}^7 \bar{\omega}^{(n)}$	-	-	-	38	117	199	55	58	61	90	83	67
$F_1 = \sum_{n=1}^7 \bar{\omega}^{(n)}$	65	96	81	141	169	253	277	127	129	279	125	175
$[F_1^{(1)} + F_1^{(6)}] \text{ from (II)}$	24	50	93	45	65	82						
Term	July											
$\bar{\omega}^{(1)}$	2	35	37	6	38	39	13	54	54	14	57	60
$\bar{\omega}^{(2)}$	16	37	23	19	36	22	44	53	24	63	71	26
$\bar{\omega}^{(3)}$	9	38	39	8	73	46	26	135	71	33	101	40
$\bar{\omega}^{(4)}$	-	-	-	5	7	9	14	13	12	16	17	14
$\bar{\omega}^{(5)}$	-	-	-	15	24	22	29	36	40	30	44	19
$\bar{\omega}^{(6)}$	-	-	-	2	4	3	3	4	2	5	5	2
$\bar{\omega}^{(7)}$	-	-	-	2	12	6	5	16	2	13	15	3
$\sum_{n=1}^7 \bar{\omega}^{(n)}$	-	-	-	19	34	22	24	47	32	29	45	26
$F_1 = \sum_{n=1}^7 \bar{\omega}^{(n)}$	18	35	51	19	81	52	66	140	68	76	127	67

圏界面近くの、中部対流圏と比較してかなり大きな値は、*jet stream* の高  
 度で最大であると思われる非対称な *transient eddy* の運動量の輸送に  
 よるものである。



第13図 45°Nに沿う $F$ の断面図。上が1月で  
 下が7月。単位： $10^{-10} \text{ sec}^{-2}$

### 5. むすび

*forcing function*  $F$  は、熱と運動量のすべての非対称的に分布した平均  
 の内部的源の合成した効果である。気候的平均場の世界的分布の維持を理解  
 することは、ここで計算し得たより以上に、この関数を確実に決定し、また  
 含まれている種々の物理的成成分〔第(2)式を見よ〕の相対的な重要性を決定  
 することにかかっている。

さらに, "diagnostic" (すなわち異常状態の) な理論から *normal* な条件を導くわれわれの能力は, 閉じた系が得られるように, *normal* の項それ自身によって, これらの *forcing function* をパラメーター化することにかかっている. そのような *diagnostic* な理論は, 平均状態の強制を越す *transient* な現象が, 不安定の自然の結果として発達できるようにする平均状態の "prognostic" (すなわち初期値) な理論にかわるものである (すなわち Phillips, 1956; Smagorinsky, 1960, Huss と Minty, 1962). *diagnostic* な理論に対する貢献は, たとえば, Charney と Eliassen (1949), Bolin (1950), Smagorinsky (1953), Gilchrist (1953), Staff Members of the Academia Sinica (1958), Wiin-Nielsen (1961), De Lisle と Harper (1961), Döös (1962) および Saltzman (1963) によって与えられている.

同様な *diagnostic* な測定が海洋の平均状態に対しても, 当然できるであろう.

(気象研究所 荒井 康)

#### 参考文献

- Bolin, B., 1950: On the influence of the earth's topography on the general character of the westerlies. *Tellus*, 2, 184-195.
- Charney, J. G., and Eliassen, 1949: A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus*, 1, 38-54.
- DeLisle, J. F., and J. F. Harper, 1961: A calculation of the effect of large-scale heat sources on southern hemisphere subtropical wind flow. *Tellus*, 13, 56-65.
- Döös, B. R., 1962: The influence of exchange of sensible heat with the earth's surface on the planetary flow. *Tellus*, 14, 133-147.
- Eliassen, E., 1958: A study of the long atmospheric waves on the basis of zonal harmonic analysis. *Tellus*, 10, 206-215.
- Gates, W. L., 1961: Static stability measures in the atmosphere. *J. Met.*, 18, 526-533.

- Gilchrist, B., 1953: The seasonal phase changes of thermally produced perturbations in the westerlies. Proc. Toronto Meteor. Conf., 129-131.
- Goldie, N., J. G. Moore and E. E. Austin, 1958: Upper air temperature over the world. Geoph. Mem., London, 13, No. 101, 228 pp.
- Heastie, H., and P. M. Stephenson, 1960: Upper winds over the world, Parts I and II. Geoph. Mem., London, 13, No. 103, 217 pp.
- Huss, A., and Y. Minty, 1962: Growth of a baroclinic wave and evolution of the mean zonal and mean meridional circulations. Proc. International Symposium Numerical Weather Prediction, Tokyo, Met. Soc., Japan, 539-552.
- Phillips, N., 1956: The general circulation of the atmosphere: a numerical experiment. Quart. J. R. Met. Soc., 82, 123-164.
- Saltzman, B., 1961: Perturbation equations for the time-average state of the atmosphere including the effects of transient disturbances. Geofisica Pura e Applicata, 48, 143-150.
- , 1962: Empirical forcing functions for the large-scale mean disturbances in the atmosphere. Geofisica Pura e Applicata, 52, 173-183.
- , 1963: A generalized solution for the large-scale, time-average, perturbations in the atmosphere. J. Atmos. Sci., 20, 226-235.
- , and J. P. Peixoto, 1957: Harmonic analysis of the mean Northern Hemisphere wind field for the year 1950. Quart. J. R. Meteor. Soc., 83, 360-364.
- Smagorinsky, J., 1953: The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere. Quart. J. R. Meteor. Soc., 79, 342-366.

- , 1960: General circulation experiments with the primitive equations as functions of the parameters. *Trans. Amer. Geophys. Union.* 41, 590-591.
- Staff Members, Academia Sinica, 1958: On the general circulation over eastern Asia. *Tellus*, 10, 299-312.
- Van Mieghem, J., P. Deprise and J. Van Isacker, 1960: Harmonic analysis of the normal monthly northern-hemisphere geostrophic flow at 500 mb. *Med. Kon. Vl. Acad. van Belgie, Kl. der Wet.*, Jg. XXII-4, 1-38.
- Wim-Nielsen, A., 1961: On the distribution of temperature relative to height in stationary planetary waves. *Tellus*, 13, 127-139.
- Wilson, C. V., and W. L. Godson, 1963: The structure of the arctic winter stratosphere over a 10-year period. *Quart. J. R. meteor. Soc.*, 89, 205-224.
- 

## あとがき

今年はじめに本号を出すように取り進めておりましたが遅れてしまいました。内容は論文の紹介よりもまとまった総合報告、意見、その他長期予報にすぐ役立つようなものを掲載するようにしたいと考えておりましたところ、片山さんから貴重な寄稿を頂きました。これは中国の長期予報技術の紹介のようですが線型理論によらないフィードバックを含むような系の予報を考える基礎として大変に興味があります。気温の長期予報が線型理論でよいからといって、降水量も同じ線型モデルでは予報してはいけない理由が解説されています。岸保さんの原稿は今回で一応終わりになりますが、熱の問題は日進月歩の勢いなので、将来また書いて頂けるよう期待したいと思います。岸保さんの御好意に対し厚く御礼を申し上げます。相原さんや荒井さんの紹介された論文はややむずかしい式が目につきますが、筆者の方々は出来るだけわかりやすいように、苦心されました。成層圏と対流圏との相互作用はCharneyの結論と違って対流圏からエネルギーが補給されているという解析争点が有力になってきましたが、まだまだこれからの問題です。

長期予報技術に対する意見を寄せていただき、ありがとうございました。皆様からの投稿をお願いします。(編集者)

